



TITLE:

火災時における避難安全評価のための煙の伝播予測に関する研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

松下, 敬幸

CITATION:

松下, 敬幸. 火災時における避難安全評価のための煙の伝播予測に関する研究. 京都大学, 1994, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1994-03-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3075932>

RIGHT:

②

火災時における避難安全評価のための 煙の伝播予測に関する研究

平成5年12月

松下 敬幸

火災時における避難安全評価のための 煙の伝播予測に関する研究（目次）

序章

0-1	火災時の煙伝播と避難との関係	1
0-2	本研究の概要	2

第1章 火災時における避難安全評価のための建物全体の煙伝播予測

1-1	火災時の建物全体への煙伝播と避難	5
1-2	煙流動計算の基礎式	8
1-3	避難に伴う煙伝播経路の時間変化を考慮した煙の伝播予測 (完全混合の場合)	13
1-3-1	はじめに	13
1-3-2	記号	13
1-3-3	避難行動と対応した煙伝播経路のインシデンス行列の作成	15
1-3-4	避難行動と対応した煙伝播経路のループ行列の作成	16
1-3-5	節点境界が時間的に変化しない場合の基礎式	18
1-3-6	節点境界が時間的に変化する場合の基礎式	19
1-3-7	圧力仮定法による定常煙流動計算	20
1-3-8	流量仮定法による定常煙流動計算	23
1-3-9	流量仮定法と圧力仮定法との比較	26
1-3-10	非定常計算における圧力の時間変化項の検討	29
1-3-11	避難行動に伴うインシデンス行列の時間変化を考慮した 圧力仮定法による非定常煙流動計算	35
1-3-12	流量仮定法による非定常煙流動計算	37
1-3-13	まとめ	40
Appendix 1. A		40
1-4	二層流としての開口からの煙と空気の流れ	42
1-4-1	はじめに	42
1-4-2	堰を越える流れについて	42
1-4-3	従来の二層流による煙の流出の解析	42
1-4-4	二層流としての煙と空気の流れの基礎式	43
1-4-5	計算結果および実験との比較	47
1-4-6	燃焼速度と空気流入因子との関係について	48
1-5	避難に伴う煙伝播経路の時間変化を考慮した煙の伝播予測 (二層流の場合)	50
1-5-1	はじめに	50
1-5-2	二層流計算における基礎式	50
(1)	一般の場合の構成式	52
(2)	空気温度が一定の場合の構成式	56
(3)	$\frac{dP}{dt}=0$ の場合の構成式	58
(4)	空気層温度が一定、 $\frac{dP}{dt}=0$ の場合の構成式	61

1-5-3 圧力仮定法による定式化	64
1-5-4 流量仮定法による定式化	66
1-6 第1章のまとめ	71
第1章参考文献	72
第2章 煙の水平伝播性状	
2-1 火災時の煙の水平伝播と避難	73
2-2 天井面における煙の初期伝播の密度流モデル	75
2-2-1 はじめに	75
2-2-2 理論	75
2-2-3 模型実験	77
2-2-4 実験結果と考察	78
2-2-5 まとめ	78
2-3 水平廊下における煙の初期伝播の密度流モデル	81
2-3-1 はじめに	81
2-3-2 実験	82
2-3-3 密度流先端部の移動速度	82
2-3-4 密度流後流部の層厚さ	88
2-3-5 密度流先端部の垂れ壁衝突時の挙動	88
2-3-6 まとめ	89
2-4 水平廊下における煙先端部の進行性状に関する実大実験	91
2-4-1 はじめに	91
2-4-2 実験装置	91
2-4-3 実験条件	92
2-4-4 実験結果	95
2-5 水平廊下における煙先端部の伝播予測	104
2-5-1 煙流動時の熱損失による影響の定式化	104
2-5-2 煙層温度変化の影響の検討	105
2-5-3 流入初期の慣性の影響の検討	106
2-5-4 熱伝達率の変化の影響の検討	107
2-5-5 垂れ壁の影響の検討	107
2-5-6 まとめ	118
2-6 ハイブリッドモデルによる煙の水平伝播予測	119
2-6-1 はじめに	119
2-6-2 ハイブリッドモデルにおける基本関係式	119
2-6-3 圧力項の取り扱い	120
2-6-4 数値計算および計算結果	121
2-6-5 まとめ	122
2-7 第2章のまとめ	126
第2章参考文献	127
第3章 実在建築物の通気特性	
3-1 煙伝播予測計算と通気特性データ	129
3-2 エレベータの通気特性	130
3-2-1 エレベータの通気特性の実測-1	130

3-2-2 エレベータの通気特性の実測-2	134
3-3 避難階段扉の通気特性	137
3-3-1 避難階段扉の通気特性の実測-1	137
3-3-2 避難階段扉の通気特性の実測-2	140
3-4 通気特性に関する文献調査	145
3-4-1 外壁の通気特性	145
3-4-2 床の通気特性	146
3-4-3 窓の通気特性	146
3-4-4 内部開口の通気特性	148
3-4-5 階段室(窓なしの場合)	150
3-4-6 エレベータ・シャフト	151
3-4-7 パイプ・シャフト	151
3-5 第3章のまとめ	152
第3章参考文献	153
第4章 避難安全確保のための煙制御	
4-1 煙伝播の解の非一意性と避難との関係	155
4-2 避難安全確保のための階段加圧時の気流性状	165
4-2-1 はじめに	165
4-2-2 実測方法	165
4-2-3 実測結果および考察	167
4-2-4 まとめ	170
4-3 身障者の避難経路確保および煙の上階伝播防止のためのエレベータシャフト加圧による煙制御	173
4-3-1 はじめに	173
4-3-2 使用する煙制御予測計算法	173
4-3-3 計算の妥当性の検討	174
4-3-4 効果的な給気加圧法の検討	176
4-3-5 まとめ	177
4-4 第4章のまとめ	180
第4章参考文献	180
終章 総括	181
発表論文他一覧	182
謝辞	185

序章

0-1 火災時の煙伝播と避難との関係

近年の大規模火災の特徴は煙の伝播による死傷者が極めて多いことであり、社会的にも大きな問題となっている。特に出火階以外の階への煙の急速な侵入による被害が多く、その対応策、防止策の整備が急がれている所である。しかしながら、近年のような建築物の大規模化、高層化に対応できるような煙流動に関する研究は歴史的にも比較的新しく、その取り扱いに関する手法も確立しているとは言えないのが現状である。

英国における防火に関する建築法規の変化⁷⁾に示されるように、火災に対する安全を性能的に評価すると共に設計者が責任を持って安全を考慮するという方向に、防火に対する考え方が移行しつつある。現在の日本の法規のような仕様書的でありまた国家レベルでの過剰な規制をやめ、工学的な取り扱いに基づいたより合理的な設計法を目指している⁸⁾のが現在の大きな流れである。

さて、火災時において煙の伝播に伴い避難を行なうが、避難行動に伴い扉などの開口部が開閉されるために、煙の伝播にも大きな影響を及ぼす。そのような煙伝播の変化がさらに避難に影響を与える。このような時々刻々変化する煙伝播と避難との関係を考慮すれば、避難安全を評価する上で火災時の煙伝播を予測することの重要性は明らかである。しかしながら、従来の煙流動の取り扱いや煙制御においては、避難との関係を明らかにしていない。特に高層建築物における火災時の身障者の避難、病院における患者の避難や地下空間からの避難など、避難の性状と煙伝播との関係が不明である。避難行動に伴う開口の開閉に伴って煙の伝播の経路に著しい影響が及ぶにもかかわらず、その影響を考慮した取り扱いの手法を持っていない。避難と煙の流れを総合的・統一的に扱っていないのが現状である。

このような現状に対し、本研究では火災時における避難と煙伝播とを総合的に取り扱う立場に立った煙伝播予測手法を開発する。人の流れと煙の流れとの関係を対応付け、避難時における開口部の開閉条件の時間変化を常に反映可能な計算法を確立し、避難と煙の流れの同時かつ統一的な取り扱いを目指す。避難行動を考慮した煙伝播を考えると、煙の流れが一意に決められるものであるならば問題の解決は比較的容易であるが、流れの一意性についての検討が行われたことはない。煙伝播の一意性の検討を行なうとともに、どのような場合に好ましくない事態を招くのかを検討することも重要である。

このような観点から開発された手法を実際の建築物に適用して避難経路における煙の漏れ込み量を予測するには、煙伝播経路における煙の通気特性のデータが不可欠であることは言うまでもない。避難安全を評価する煙伝播予測の立場からこのようなデータを系統的に整理することは、極めて重要かつ緊急を要する作業である。

また、建物の水平の区画が不十分な場合や、煙が急速に竪穴部分に侵入して上階に伝播した場合、滞在している身障者や病院患者の避難をどのように考えれば良いかを明確にする必要がある。たとえば煙濃度が薄くても避難時に煙の中を通ることは健常者にとっても予測不可能な事態を招くことがあり、ましてや身障者の避難においては許容できないことと考えられる。火災時における煙先端部の位置を

知ることは、火災の覚知や避難開始時の煙の状況を検討する上で極めて重要なことである。従来取り扱われている定常状態における検討のみではなく、煙がどこまで来ているかを非定常的に検討する手法の開発が必要である。

さらに、建築物の高層化や大深度地下空間の利用に伴い、火災時にとりうる垂直方向の避難方法が制限される。このような建築物においては、竪穴空間を煙の侵入から防止し、階段を恒常的に安全な避難経路として確保する必要がある。また、身障者の避難経路として長距離の階段を使用することは不可能に近く、エレベータを避難に活用する方法などの現実的な避難経路を考える必要がある。このような立場から、階段やエレベータシャフトへ給気加圧を行なうことによって安全な避難経路を確保する場合の給気加圧法による煙制御について検討する必要がある。

0-2 本研究の概要

建物の大規模化に伴う煙制御の立場から煙流動計算法の確立が図られ、建築環境工学の換気計算法に基づいた完全混合型の計算法が若松⁴⁾により開発された。しかし、これまで研究されている煙流動計算の立場は単に煙の流れを予測し、定常的な煙制御の効果を検討することを目的としており、避難行動による煙伝播性状への影響、逆に煙伝播による避難行動の変化などの、火災時に起こる時々刻々の変化の影響を考慮していない。避難と煙伝播との関係を総合的に扱う立場から従来の観点で開発された計算法を見ると、その計算法自体の考え方やプログラム上の各種制限があり、より効率的な計算法の開発が必要と考えられる。

初期の煙伝播においては、煙の二層化に対応した計算法の確立が必要であり、田中⁵⁾により定式化が行われているが、煙流動計算時に用いる各種仮定と基礎式誘導の位置付けが不明確であると同時に、基本的には若松の手法を受け継いでおり大規模建築物への適用にはさらなる改良を要求されることが考えられる。また、従来の計算法はすべて「圧力仮定法」と言われる、床面圧力を逐次仮定しながらすべての室の流量収支を満足させる方法を使用しているが、換気計算の立場からはその収束性に関しては各種問題があることが鈴木⁶⁾により指摘されている。本研究では、まず完全混合の状態での煙伝播を取り扱い、火災時の煙流動と避難の流れを対応させる立場から建物内部の接続関係をグラフ化し、これに基づいた計算法を体系化している。これにより煙流動計算と避難行動との関係を明確にすると共に、煙流動計算の効率化を図る。この観点から従来の「圧力仮定法」による計算を再構築する。また、煙伝播計算において従来全く使用されていない「流量仮定法」と言われる、開口部の流量を逐次近似しながらすべての圧力の関係を満足させる方法による計算法を確立し、流量仮定法と圧力仮定法との計算の比較から流量仮定法の有効性を検討する。さらに、二層流の場合への拡張をはかり、「圧力仮定法」への適用と共に、従来全く行われたことのない「流量仮定法」による二層流の計算法を確立する。

避難と煙伝播との関係を総合的に取り扱う立場からの効率的な煙流動予測計算法の開発、二層流としての取り扱いを行なう場合への拡張について第1章に述べる。

さらに、火災時の煙の流動に関する研究としては、前田、寺井等のスモークタワーの研究¹⁾や煙の二層化に関する研究²⁾が先駆的なものであり、さらに煙を空気と同様な扱いが可能であることを見出しており³⁾、現在の煙流動研究の基礎となっている。これらの研究は煙の特定の部分における流れに注目したものであるが、どちらかという火災盛期を対象とした定常に近い状態を対象としている。

その後の研究も、煙層内部の温度分布や速度分布を扱っているものの、その対象としているのは定常の煙の流れに関するものがほとんどであった。実火災時に急速に伝播することにより避難が不可能となって被害をもたらす初期の煙の伝播に関する取り扱いに適用するには、これらの研究では不十分であると考えられる。本研究では、火災初期の煙先端部の移動性状に着目し、その伝播予測のための定式化を行なうことにより、実火災時初期の煙の到達位置の予測に役立てることを目指している。本研究で用いたような煙の流れを密度流として取り扱う手法を従来はあまり使用していないが、二層ゾーンモデルにおける瞬時拡散の仮定の欠点を補うものとして重要であると考えられる。

火災時に身障者や病院患者のみならず健常者であっても煙の中での避難を許容できないと考えられ、火災時の煙先端部の位置を予測することは避難安全を評価する上で重要である。本研究では密度流としての取り扱いにより先端部の移動のメカニズムをモデル化し、それに基づいて定式化すると共に、煙伝播の際の温度低下に伴う密度変化にも容易に対応できるよう考慮している。これらの研究について第2章に記述している。

計算法が確立されたとしても、実際の建物の煙伝播性状、煙制御に適用するには、開口部や隙間などの通気特性に関するデータが不可欠である。従来、これらのデータを煙伝播計算の立場から系統的に整理したものはない。本研究では開口部の通気特性を計測する新しい手法を開発すると共に、現在使用可能な換気に関する建築環境工学の研究分野のデータを調査し、煙伝播計算に使用可能な形で整理する。これらの研究について第3章にまとめる。

火災時に竪穴空間を煙の侵入から防止し、高層建築物や大深度地下空間からの身障者などの安全な避難経路として利用する観点から、階段およびエレベータシャフトへの給気加圧による煙制御について検討する必要がある。日本における階段加圧方式については早川⁹⁾が試みた実験があるが、内部気流性状や複数扉開放時の加圧有効性、シャフトの有効な加圧のための給気場所などについては不明なままである。階段やエレベータシャフトの給気加圧の有効性を検討するためには、竪穴空間の通気特性を知ると共に建物全体での煙伝播性状予測との関係を考慮する必要がある、このような観点からの研究について第4章にまとめる。

- 1) 前田敏夫, 寺井俊夫他; Smoke Towerでの煙の逆流実験, 日本建築学会論文報告集号外, 1966. 10
- 2) 前田敏夫, 寺井俊夫他; 廊下の煙を止める実験, 日本建築学会論文報告集号外, 1967. 10
- 3) 前田敏夫他; 煙の比重と濃度の測定, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1970
- 4) T. Wakamatsu; Calculation of Smoke Movement in Buildings, BRI Research Paper, No. 34, 1968. 8
- 5) Tanaka; NBSIR 83-2718, 1983
- 6) 鈴木明史; 建築物における空気流動特性の解析について, 京都工芸繊維大学修士論文, 1972
- 7) 川越邦雄他訳; 英国における新しい建築規制方式, 東京理科大学火災科学研究所火災科学海外情報シリーズ, No. 10-1, No. 10-2, 1986
- 8) 建築物の総合防火設計法; 建設省, 1989. 3
- 9) 早川真; 日本火災学会誌, Vol. 31, No. 5, 1981

第1章 火災時における避難安全評価のための 建物全体の煙流動計算

1-1 火災時の建物全体への煙伝播と避難

(1) 火災時の煙伝播と避難

火災時における建物全体の煙流動性状は避難に重大な影響を及ぼす。1960年代以降、火災による被害において煙による死傷者が急激に増大し、社会的に問題となる火災が都市大火型から耐火建築物火災型へと変化した。火災時において煙を火災室内に閉じこめることに失敗した場合、煙の伝播と避難とが相互に関係する事態を招く。煙の伝播が避難の方向を決め、さらに避難行動に伴う開口部の開閉により煙伝播が影響を受ける。避難時における経路は建築躯体の通気性と比べれば極めて大きな空気の流通面積を有する。火災室の区画に失敗して煙が流出した場合、煙の流れは空気流通の支配的な経路を伝播していくことになるが、そのような経路は避難経路と一致し、このような経路に煙が流入するとその伝播は急速に行われることになり、結果として避難経路は煙で汚染され使用不可能となる。一方、煙の侵入を防止していた扉が避難行動の途中に開放されることにより流通経路に大きな影響を与え、煙伝播経路に影響を及ぼす扉開閉に伴う煙伝播への影響の程度を予測することが必要となるが、このような時々刻々変化する伝播経路の変化を考慮した視点から煙伝播を予測する手法は見当たらないのが現状である。

避難時における避難経路をグラフ化（ネットワーク化）する場合、地上を最終避難場所とすると、廊下や階段、エレベータを使用して避難する上階から下階方向へ接続された有向グラフが作成できる。一方、煙伝播経路についても、伝播の可能性のある部分をすべて接続したグラフとして表わすことができる。これは避難経路として用いられるグラフよりも一般にはより多くの節点と枝とを持っている。このグラフにおける節点が室、廊下、階段内部などを表し、枝あるいはリンクとして開口部をとる。これらの避難経路のグラフと煙伝播経路のグラフとを重ね合わせると、両者を共通に取り扱えることが分かる。また避難経路と重なる部分は、断面積が大きく煙を伝播しやすい経路であることも分かる。このようなグラフの重ね合わせにより、避難経路における避難性状が煙伝播に及ぼす影響との関係が明確となる。これを利用して火災時の煙伝播と避難との取り扱いの総合化を図ることができる。すなわち、煙伝播経路と避難経路の有向グラフに基づき、避難時の煙伝播の主経路上のつながりの変化を避難行動に則して考慮することにより、煙伝播の変化を知ると同時に煙伝播の影響が及ぼす避難経路の選択への影響の検討を統一的に取り扱うことができる。

以上のように、避難経路及び煙伝播経路を同一のグラフとして取り扱うことにより、インシデンス行列やループ行列を用いることができるとともに、避難行動に伴う扉の開閉をインシデンス行列の変化として扱うことにより、煙伝播予測計算法の効率化および時々刻々変化する経路への対応が容易になると考えられる。

(2) 従来の研究と本研究の位置付け

火災時に、区画されていない部分を経由して急速に煙が拡大し人命に影響を与えることから、煙流動および煙制御に関する研究が始められた。若松¹⁾は建築環境工学の換気計算法を応用し、煙と空気が完全に混合した一層型の煙流動に関するプログラムを開発し、それを実際に建築における煙制御へ適用した。また、Tamura、吉田等²⁾も同様な観点から煙流動計算プログラムを開発している。これらの成果により建物全体における煙制御への工学的応用の道が開かれた。

しかし、従来の研究は特定の開口条件のもとでの煙伝播を知ることが目的であり、避難行動との関係を考慮していない。避難経路と煙伝播経路との関係を明確に対応付けておらず、その取り扱い方法に関する検討すら行われていないのが現状である。建築環境工学の分野では効率的な換気計算法が研究され、大規模な空間のつながりに対して各種の計算法が開発されている^{4~7)}。さらにグラフ理論を用いた計算体系についても寺井^{8,9)}、鈴木¹⁰⁾らが確立しているが、これらの研究は火災時の避難行動を扱う場合のような時々刻々変化する開口条件に対応することを意図したものではない。避難と煙伝播を総合的に取り扱う観点が従来のものには見られない。本研究では避難経路に関するグラフと煙伝播経路のグラフとが対応することを示すと共に、両者を共通の考え方で統一的総合的に取り扱うことを目指している。

また、従来開発されているプログラムは大型計算機を使用することが前提であり、さらに計算時の入力に関する制限が大きく、同一の建物であっても開口のつながりの変化や部屋割りの変化の都度、プログラム自体を変更しなくてはならなかった。従って、避難行動に伴う開口の開閉に対応した計算への適用が極めて困難である。本研究で開発する計算法では、極めて簡単な手法で避難行動による扉開閉の影響を考慮することを目的としている。

さらに、従来のプログラムは全て「圧力仮定法」に基づいており、大開口と小開口が同時にある場合の収束性に問題があることが示されている¹⁰⁾とともに、圧力仮定法は室の流量収支に誤差を持つことを許す方法であるために煙濃度を考慮する場合に不都合な面を有する。また、床面圧力と流量収支との関係を満足させる計算時の収束計算においては、1室毎に収束させる手法を用いた結果、1室で収束させても次の室に移ってそこでの収束を満足させると前の室での収束条件が変化するために再度収束計算を何重にもやり直すことになり、全体の収束を満足させるには極めて多大の時間を必要としていた。

土木や電気の分野では、ネットワークや上水道の配管問題などの研究が行われており、例えば西川、宇土ら^{11,12)}のシミュレーションなどがあるが、浮力の影響を問題としたものではなく、回路網が時々刻々変化することを対象としたものではない。

本論文では、避難に伴う開口部の開閉のような室のつながりの変化に対してプログラムを変更することなく対応可能な計算体系を開発すると共に、火災の分野では従来全く試みられていない「流量仮定法」による煙流動計算を定式化し、さらに圧力仮定法、流量仮定法共に適用可能な建物全体の圧力及び流量収支を効率的に計算する手法を開発することを目的とする。これにより、避難安全評価のための煙伝播予測が可能となると共に、従来の計算法と比べてより明快なかつ小回りのきく計算体系が可能となる。また、圧力仮定法と比較して流量仮定法が有利となる場合の検討なども行なう。

換気計算法を拡張した二層ゾーンモデルの計算が田中により提案^{15,16)}され、以後二層ゾーンモデルによる煙流動解析が行われることになった。しかしながら、このモデルによる計算も基本的には若松

等の用いた手法と大きな差はなく、計算体系も圧力仮定法によるもののみであった。従来、二層ゾーンモデルに対して流量仮定法を適用したものはなく、ここでは圧力仮定法による定式化に加えて流量仮定法による定式化を行う。また、開口からの煙の流れの取り扱いについても検討を加えた。この問題については、Emmonsら¹⁷⁾が換気計算の拡張として取り扱えることを示しているが、彼らの取り扱いでは煙境界面の流線に不自然な点があり、検討を必要とする。堰を越える流れとしての取り扱いにより、Emmonsらの示した開口部の流れの性状とはかなり異なる結論を得たものの、現実的には従来の換気計算法を適用できる利点および通常の条件下では得られる結果に大きな差異がないことから、従来の換気計算法に従った計算法を採用可能なことを示す。

本論文では、一層型の完全混合モデルに適用するモデルを二層ゾーンモデルにも拡大した点は田中と同様であるが、田中の誘導とは異なった扱いをすると共に両者の間の差異について検討している。二層ゾーンモデルにおける計算においていかなる基礎式を用いるべきかについては、要求される水準によって誘導過程が各種あるにもかかわらず、使用されている基礎式の間の比較が行われていない。物理現象の基本式から出発し、各種仮定の下での二層ゾーンモデルの基礎式を誘導する過程について詳細に検討を加える。

さらに、完全混合の場合と同様に、二層ゾーンモデルを用いて取り扱う場合においても避難安全評価のための煙伝播予測が行なえることを示す。

なお、第1章で取り扱う建物は、建物内部のすべてが比較的小さな区画で区切られており、区画のない長い廊下や大空間を有していない建築物を対象とする。これにより、一つの区画内部での煙は瞬時に水平方向に均質に拡散することを前提とした定式化を行うことが可能となる。

1-2 煙流動計算の基礎式

対流の計算に用いる式は、質量収支式、運動方程式および熱収支式である。建築火災時における建物内部での煙流動計算も対流の計算と考えることができるが、通常は運動方程式の代わりに運動エネルギー収支式を用い、ベルヌーイの式に圧力損失項を加えたものを使用する。また、煙は空気と同等に取り扱うことができ²⁸⁾、完全ガスであると仮定することができる。従って、煙流動計算における流れの場の決定に用いる基本式は、

- (1) 理想気体の状態方程式
- (2) 質量収支式
- (3) 内部エネルギー収支式（熱収支式）
- (4) 運動エネルギー収支式

である。また、煙の濃度の計算が必要な場合には

- (5) 濃度収支式

を追加する必要があるが、煙濃度は流れに従属的に伝播され、流れの場に影響しないと考えることができる。これらの式は、それぞれ以下のように表わされる。

(1) 状態方程式

建築火災時における煙は完全ガスと考えてよい。従って、次の理想気体の状態方程式を使用する。

$$P = \rho RT \quad \dots (1.2.1)$$

(2) 質量収支

領域内部での発生がない場合の連続の式は、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -(\nabla \cdot \rho u) \quad \dots (1.2.2)$$

である (Transport Phenomena¹⁸⁾ p. 323 (K) 式 または p. 731 (A. 5-1) 式) から、これを領域全体について積分し、右辺に発散定理 (グリーンの公式)

$$\iiint \nabla \cdot \rho u \, dV = \iint \rho u \cdot n \, dS \quad \dots (1.2.3)$$

を用いることによって、領域内部での発生を考慮すれば次式が得られる。

$$\iiint \frac{\partial \rho}{\partial t} \, dV + \iint \rho u \cdot n \, dS = \iiint W \, dV \quad \dots (1.2.4)$$

ところで、通常の輸送理論ではこの形で扱うことが普通であるが、煙流動の場合煙層の体積変化を扱うことが必要となり、従って体積の時間変化を考慮しなければならないため、(1.2.4) 式の変形を行なう。境界面の移動速度を u_s とすると、

$$\frac{d}{dt} \iiint \rho \, dV = \iiint \frac{\partial \rho}{\partial t} \, dV + \iint \rho u_s \cdot n \, dS$$

の関係があるから、これを (1.2.4) 式に代入することにより、境界面の移動がある場合の式として次式を得る。

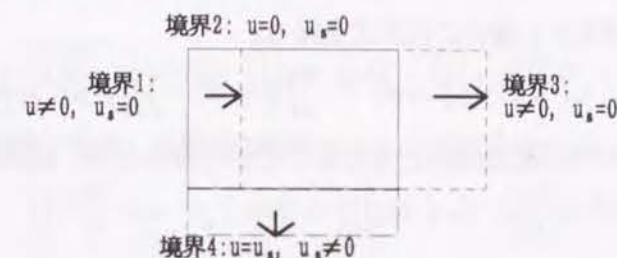
$$\frac{d}{dt} \iiint \rho \, dV + \iint \rho(u - u_s) \cdot n \, dS = \iiint W \, dV \quad \dots (1.2.5)$$

領域内を均一とすることができる場合には、 $\frac{d}{dt} \iiint \rho \, dV = \frac{d(\rho V)}{dt}$ が成立するから、次式を得る。

$$\frac{d(\rho V)}{dt} + \iint \rho(u - u_s) \cdot n \, dS = \iiint W \, dV \quad \dots (1.2.6)$$

下図のごとき境界条件を有する例を考えることにより上式の意味を明確にする。境界面 1 及び 3 (通常室の側壁開口部) では、 $u \neq 0$ 、 $u_s = 0$ 、境界面 2 (通常天井面) では、 $u = 0$ 、 $u_s = 0$ 、境界面 4 (通常煙層境界面) では、 $u = u_s$ 、 $u_s \neq 0$ の条件が成立しているとする。上式にこれらの条件を代入すると、次式を得る。

$$\frac{d(\rho V)}{dt} + \iint_{1,3} \rho u \cdot n \, dS = \iiint W \, dV$$



完全混合の場合のように境界面 4 が床面であり境界面の移動がない場合には、 $u_s = 0$ であり、また体積の変化はないから

$$\frac{d(\rho V)}{dt} = V \frac{d\rho}{dt}$$

とすることができ、次式を得る。

$$V \frac{d\rho}{dt} + \iint \rho u \cdot n \, dS = \iiint W \, dV \quad \dots (1.2.7)$$

(3) 内部エネルギー収支

領域内部での発生を考慮しないとき、輸送理論における内部エネルギー式の通常の形は次式である。(Transport Phenomena p. 323 (Q) 式)

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho U u - (\nabla \cdot q) - P(\nabla \cdot u) - (\tau : \nabla u) \quad \dots (1.2.8)$$

これを、領域全体について積分するとき、

$$\begin{aligned} \iiint \nabla \cdot \rho U u \, dV &= \iint \rho U u \cdot n \, dS \\ \iiint \nabla \cdot u \, dV &= \iint u \cdot n \, dS \end{aligned}$$

であり、領域内部での発生を考慮することによって、領域内部での発生を考慮した場合の内部エネルギーの収支式を得る。

$$\iiint \frac{\partial \rho U}{\partial t} \, dV + \iint \rho U u \cdot n \, dS = -\iint q \cdot n \, dS + \iiint Q \, dV - \iiint P \nabla \cdot u \, dV - \iiint \tau : \nabla u \, dV \quad \dots (1.2.9)$$

質量収支の場合と同様に考えると、領域境界の移動を考慮した場合の関係式として次式が得られる。

$$\frac{d}{dt} \iiint \rho U \, dV + \iint \rho U(u - u_s) \cdot n \, dS \quad \dots (1.2.10)$$

領域内部及びそれを取りまく環境の絶対圧力 P の時間変化 $\frac{dP}{dt}$ は無視できないが、係数としての絶対圧

力は変化量がPの値そのものと比べて十分小さい場合には近似的に一定と取り扱うことができる。この場合には、

$$\begin{aligned}\iint P \nabla \cdot u dV &= P \iint u \cdot n dS \\ &= P \iint (u - u_s) \cdot n dS + P \iint u_s \cdot n dS \\ &= P \iint (u - u_s) \cdot n dS + P \frac{dV}{dt}\end{aligned}$$

と変形できるから、次式を得る。

$$\frac{d}{dt} \iiint \rho U dV + P \frac{dV}{dt} + \iint (\rho U + P)(u - u_s) \cdot n dS = - \iint q \cdot n dS + \iiint Q dV - \iiint \tau : \nabla u dV \quad (1.2.11)$$

領域内を均一とすることができる場合には次式を得る。

$$\frac{d(\rho U V)}{dt} + P \frac{dV}{dt} + \iint (\rho U + P)(u - u_s) \cdot n dS = - \iint q \cdot n dS + \iiint Q dV - \iiint \tau : \nabla u dV \quad \cdots (1.2.12)$$

さて、ここで扱う気体はすべて理想気体と考えることができるとき、比熱が温度に独立に一定であるとするとき次の関係がある。

$$\begin{aligned}U &= C_v T \\ U + \frac{P}{\rho} &= C_p T \\ R &= C_p - C_v\end{aligned}$$

これらの関係式を用いて整理すると次式を得る。

$$\frac{d(\rho C_v T V)}{dt} + P \frac{dV}{dt} + \iint \rho C_p T (u - u_s) \cdot n dS = - \iint q \cdot n dS + \iiint Q dV - \iiint \tau : \nabla u dV \quad \cdots (1.2.13)$$

この関係式を、完全ガスにおける状態方程式を用いて変形して、次式のように表わすこともできる。

$$\frac{C_v V}{R} \frac{dP}{dt} + \left(\frac{C_v}{R} + 1\right) P \frac{dV}{dt} + \iint \rho C_p T (u - u_s) \cdot n dS = - \iint q \cdot n dS + \iiint Q dV - \iiint \tau : \nabla u dV \quad (1.2.14)$$

あるいは、

$$\frac{C_v V}{R} \frac{dP}{dt} + \frac{C_p P}{R} \frac{dV}{dt} + \iint \rho C_p T (u - u_s) \cdot n dS = - \iint q \cdot n dS + \iiint Q dV - \iiint \tau : \nabla u dV \quad \cdots (1.2.14')$$

上式を定圧比熱 C_p のみを用いて表現した場合には次式となる。

$$\frac{d(\rho C_p T V)}{dt} - V \frac{dP}{dt} + \iint \rho C_p T (u - u_s) \cdot n dS = - \iint q \cdot n dS + \iiint Q dV - \iiint \tau : \nabla u dV \quad \cdots (1.2.15)$$

あるいは、

$$\frac{C_p P}{R} \frac{dV}{dt} + \left(\frac{C_p}{R} - 1\right) V \frac{dP}{dt} + \iint \rho C_p T (u - u_s) \cdot n dS = - \iint q \cdot n dS + \iiint Q dV - \iiint \tau : \nabla u dV \quad (1.2.15')$$

なお、完全混合の場合のように境界面の移動がない場合には $u_s=0$ であり $\frac{dV}{dt}=0$ であるから、内部エネルギーを用いた表現は、(1.2.12)式より次式となる。

$$V \frac{d(\rho U)}{dt} + \iint (\rho U + P) u \cdot n dS = - \iint q \cdot n dS + \iiint Q dV - \iiint \tau : \nabla u dV \quad \cdots (1.2.16)$$

また、温度を用いた表現は、(1.2.14)式より次式となる。

$$\frac{C_v V}{R} \frac{dP}{dt} + \iint \rho C_p T u \cdot n dS = - \iint q \cdot n dS + \iiint Q dV - \iiint \tau : \nabla u dV \quad \cdots (1.2.16')$$

(4) 運動エネルギー収支

運動エネルギーの輸送方程式は、次式で与えられる。(Transport Phenomena p.323 (P) 式)

$$\frac{\partial K}{\partial t} = - \nabla \cdot \rho K u - (u \cdot \nabla p) - (u \cdot [\nabla \cdot \tau]) + \rho (u \cdot g) \quad \cdots (1.2.17)$$

$$\text{ただし、} K = \frac{\rho u^2}{2}$$

これを、領域全体について積分するとき、

$$\iiint \nabla \cdot \rho K u dV = \iint \rho K u \cdot n dS$$

を用いることによって、運動エネルギーの収支式は次式で与えられる。

$$\iiint \frac{d(\frac{\rho u^2}{2})}{dt} dV + \iint (\frac{\rho u^2}{2}) u \cdot n dS = \iiint \rho u \cdot g dV - \iiint u \cdot \nabla P dV - \iiint u \cdot [\nabla \cdot \tau] dV \quad (1.2.18)$$

従って、領域境界の移動を考慮した場合の関係式として次式が得られる。

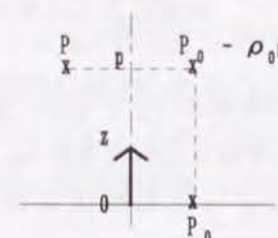
$$\frac{d}{dt} \iiint (\frac{\rho u^2}{2}) dV + \iint (\frac{\rho u^2}{2}) (u - u_s) \cdot n dS = \iiint \rho u \cdot g dV - \iiint u \cdot \nabla P dV - \iiint u \cdot [\nabla \cdot \tau] dV$$

領域境界の移動がなく、領域内を均一とすることができる場合には次式を得る。

$$\frac{d(\frac{\rho u^2}{2} V)}{dt} + \iint (\frac{\rho u^2}{2}) u \cdot n dS = \iiint \rho u \cdot g dV - \iiint u \cdot \nabla P dV - \iiint u \cdot [\nabla \cdot \tau] dV \quad \cdots (1.2.19)$$

ところで、 z をある高さを基準とした高さ方向の座標とすると、

$$\begin{aligned}\rho g &= - \nabla \rho g z \\ P &= P_0 - \rho_0 g z + p\end{aligned}$$



ただし、 P_0 ：静止外気のある高さにおける圧力（基準圧力）

ρ_0 ：外気の基準密度

p ：同じ高さでの静止外気圧基準の圧力

g ：垂直方向の重力加速度

の関係がある。このとき、右辺の最初の二項は次のように変形できる。

$$\begin{aligned}\iiint \rho u \cdot g dV - \iiint u \cdot \nabla P dV &= - \iiint \nabla \cdot \{(\rho - \rho_0) g z + p\} \cdot u dV \\ &= - \iiint \nabla \cdot \{(\rho - \rho_0) g z + p\} u dV + \iiint \{(\rho - \rho_0) g z + p\} \nabla \cdot u dV \\ &= - \iint \{(\rho - \rho_0) g z + p\} u \cdot n dS + \iiint \{(\rho - \rho_0) g z + p\} \nabla \cdot u dV\end{aligned}$$

従って次式を得る。

$$\begin{aligned}\frac{d(\frac{\rho u^2}{2} V)}{dt} + \iint (\frac{\rho u^2}{2}) u \cdot n dS \\ = - \iint \{(\rho - \rho_0) g z + p\} u \cdot n dS + \iiint \{(\rho - \rho_0) g z + p\} \nabla \cdot u dV - \iiint u \cdot [\nabla \cdot \tau] dV\end{aligned} \quad \cdots (1.2.20)$$

(5) 濃度収支

領域内部での発生を考慮した関係式は、次式となる。

$$\iiint \frac{\partial \rho C}{\partial t} dV + \iint \rho C u \cdot n dS = \iiint W_c dV \quad \cdots (1.2.21)$$

(2) で行なったのと同様に考えると、領域境界面の移動を考慮して、結局次式を得る。

$$\frac{d}{dt} (\iiint \rho C dV) + \iint \rho C (u - u_s) \cdot n dS = \iiint W_c dV \quad \cdots (1.2.22)$$

領域内部を均一とすることができる場合には、次式を得る。

$$\frac{d\rho CV}{dt} + \iint \rho C (u - u_s) \cdot n dS = \iiint W_c dV \quad \cdots (1.2.23)$$

境界の移動がない場合の関係式は次式となる。

$$V \frac{d\rho C}{dt} + \iint \rho C u \cdot n dS = \iiint W_c dV \quad \cdots (1.2.24)$$

(6) 煙流動計算における基礎式

避難安全評価のための煙伝播予測計算を用いる観点から通常の建築火災に上記の一般的な基礎式を適用する場合、次のような仮定を行うことが許容される。

- (a) 一区画または一室（以後『節点』という）内部での空気または煙の層内では均質になっていると仮定する。
- (b) 各節点内部での流速は小さいとして無視し、節点内部での運動エネルギーは考えない。
- (c) 節点内部の水平方向の圧力は等しく、瞬時に平衡するものとする。
- (d) 節点の内部エネルギー収支において、摩擦によるエネルギー消散は他の項と比べて小さいので無視する。
- (e) 開口部（以後『枝』という）の体積は0とするが、流れに対する抵抗は持つものとする。
従って枝については運動エネルギー収支のみを考える。

以上の仮定により、節点については(1.2.1) (1.2.6) (1.2.14') (1.2.23) 式を、また枝については(1.2.20) 式のみを基礎式として用いることができる。

(1.2.20) 式の消散項（右辺第3項）は圧力損失の形で表わされるとし、さらに枝の体積が0の仮定を導入して右辺第2項を無視すると、ベルヌーイの式に圧力損失項を加えた形になり、換気計算で用いられるような枝の圧力差（隣り合う節点間の圧力差）と正味流量（枝の規定された方向を正としたときの正負の流れの和）との関係式に帰せられる。 w^+ を枝の向きと同じ向きの流量、 w^- を枝の向きと反対向きの流量とし、 w を枝の向きの正味流量とすると、次のように表わされる。

$$w = w^+ - w^- = f(p, \rho, \text{開口条件}) \quad \cdots (1.2.25)$$

従って、煙流動計算における流れの場を決定するために、節点に関しては(1.2.1) (1.2.6) および(1.2.14') 式を、枝に関しては(1.2.25) 式を基本式として用いればよい。また、濃度の計算には、節点において(1.2.23) 式を用いる。

1-3 避難に伴う煙伝播経路の時間変化を考慮した煙の伝播予測（完全混合の場合）

1-3-1 はじめに

避難に伴い扉の開閉が行われることにより、煙の伝播経路に大きな影響を及ぼす。避難経路は壁などの建物躯体と比べると、気体の流通に関しては極めて抵抗の少ない部分である。このような部分が時間的に変化することにより煙の流れが大きく影響を受けるにもかかわらず、従来の煙伝播予測においてはこのような影響を考慮していない。ここでは、避難時の扉開閉の時間変化を容易に取り扱うことができ、避難安全の評価に利用可能な煙伝播予測計算体系の開発を目的とする。

建物内の換気計算法の研究は建築環境工学の分野で行われており、換気設計パンフレットなど^{5, 6, 7)}にまとめられている。若松¹⁾、Tamura、吉田ら²⁾は煙と空気が完全に混合した状態で伝播する場合の建物内での煙流動計算に換気計算法を応用したが、圧力仮定法のみを適用している。従来の煙流動計算では、換気回路の変更の都度プログラム自体が影響を受けることや、換気計算における研究において鈴木¹⁰⁾が指摘したような大開口と小開口が同時に存在する場合の収束性などに問題が残されている。従って、避難時の扉の開閉や設計段階における空間の変更にあわせて換気回路の変更が可能な自由度の高い方式が必要であり、大開口と小開口が同時に存在する場合の収束性の向上を図ることが必要である。

換気回路を数学的に表現するためにインシデンス行列¹⁹⁾ (incidence matrix、接続行列)を用いる方法は、寺井ら^{8, 9)}や鈴木¹⁰⁾が提示している。この方法であれば、換気回路の変更はインシデンス行列のみの変更で済み、この性質をうまく利用すればプログラム本体の修正は不要であるという利点がある。鈴木はインシデンス行列を用いて等温の換気計算を行った例を示しているが、インシデンス行列や温度が空間的、時間的に変化する場合に適用したものではない。また、寺井らは換気回路における流量仮定法による計算法の考え方を示しているもののループ行列を用いた煙伝播予測計算法として体系化されたものではなく、また非等温の煙流動計算への流量仮定法の実際の適用は行われていなかった。

本節では、煙と空気が完全混合した場合の非等温の煙流動計算にこの方法を適用し、節点圧力、枝圧力、枝流量および節点での流量収支の関係を、インシデンス行列またはループ行列を用いた連立方程式として定式化する。この定式化では、建物内の全節点の圧力や流量の補正を同時に行っていくので、従来の方法と比べると大開口と小開口が並存していても収束可能性が高くなる。さらに、インシデンス行列は枝の接続・切断を簡単明瞭に表現できるため、換気回路の時間的変化や設計時における空間の変更に対応して容易に扱える。

まず火災時の煙の伝播と避難における人の流れを考慮した上でのインシデンス行列の作成法について述べた後、定常完全混合の場合について「圧力仮定法」と「流量仮定法」による計算法を示す。次に、各時間においては流量は逐次定常になっていると仮定した完全混合非定常計算の考え方を「圧力仮定法」、「流量仮定法」とともに定式化し、避難との対応が容易に行なえることを示す。

1-3-2 記号

本節では原則として、節点に関するものを大文字、その添え字はアルファベット小文字で、枝に関

するものを小文字、その添え字はギリシャ小文字で示す。また、行列表示において、ダッシュがついたものは、転置行列を表わす。

- A : 室の床面積 [m²]
 b : 開口の幅 [m]
 C_p : 比熱 [kJ/kgK]
 h : 開口の高さ [m]
 P : 節点圧力 (室の床面圧力) [Pa]
 P_i : 節点iの床面圧力 [Pa]
 ΔP : 節点圧力の正確値からの偏差
 p : 枝圧力差 (隣室間の床面圧力差) [Pa]
 p_λ : 枝λの圧力差 [Pa]

(枝λというとき、インシデンス行列の要素を調べることで、両端の節点i、jとあらかじめ定めた流れの向きがわかる。iからjへ向かう流れのとき、枝圧力差は $p_{\lambda} = P_i - P_j$ のようになる。図-1.3.1参照)

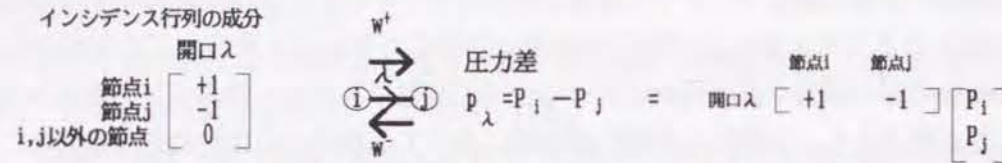


図-1.3.1 枝の向きとインシデンス行列および圧力差

- p_σ : 枝中に存在する圧力源 [Pa]
 (例えば浮力、ファンによるもの。枝の向きに圧力を増加させるのはp_σ<0のときである。図-1.3.2参照)

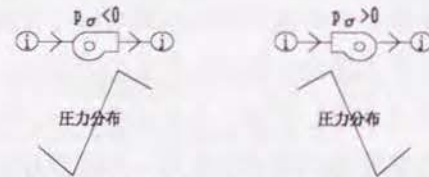


図-1.3.2 枝の向きと圧力源との関係

- Q : 節点での発熱量 [kW]
 T : 節点の温度 [K]
 W : 節点での湧き出し流量 [kg/s]
 ΔW : 節点での正味流量収支の誤差
 w : 枝流量 [kg/s]
 w_λ : 枝λの正味流量 [kg/s] (p_λの場合に対応する正味流量は $w_{\lambda} = w^+ - w^-$ で与えられる^{注)})

注) 全節点を近似的に等温とみなせる換気計算の場合とは異なり、煙流動の場合には両節点間の温度差を考慮する必要がある。この場合、図-1.3.3に示すごとく、枝λの向きをiからjとすると、一つの枝につき二方向の流れw⁺ (iからjの向き) とw⁻ (jからiの向き) とが存在する。節点iとjは温度が異なるので、w⁺およびw⁻は別々に表す必要があり、本来2本の枝となるが、流量収支を考える場合には正味流量がわかれば十分であるので、向きを定めた一本の枝を考えるだけでよい。すなわち枝の流れの向きがiからjの向きであると決めると、枝の正味流量は $w_{\lambda} = w^+ - w^-$ で与えられ、w_λ>0ならば節点iから流出してjへ流入、w_λ<0ならばその逆を表す。これにより、インシデンス行列の枝の数を等温の場合と等しくすることができる。

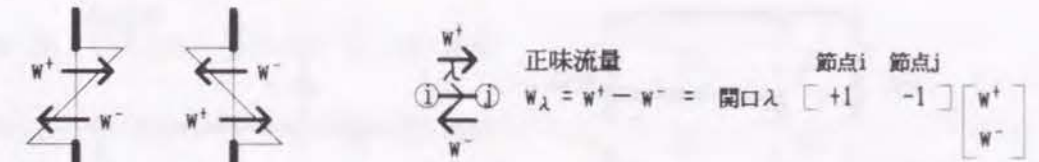


図-1.3.3 正味流量の考え方

- α : 流量係数
 ρ : 節点の気体の密度 [kg/m³]
 Δρ : 枝の両端の節点の気体の密度差 ($\Delta\rho_{\lambda} = \rho_i - \rho_j$) [kg/m³]
 [I] : 既約インシデンス行列 (reduced incidence matrix)

[I] = [I_t, I_l] とすると、[I_t] は木 (木 (tree) とは、全ての節点を含むが、閉路を持たない枝の集まりである) を構成する節点と枝との関係を与え、[I_l] は補木 (補木 (cotree, link) とは、もとのグラフから木を取り除いた残りの枝の集まりである) を構成する節点と枝との関係を与える。節点数をn、枝数をβとすると、[I] は (n-1) 行β列、[I_t] は (n-1) 行 (n-1) 列、[I_l] は (n-1) 行 (β-n+1) 列の行列であり、det [I_t] = +1 または -1 である。

- [L] : ループ行列 (loop matrix (閉路行列)、タイセット行列とも言う)

[L] = [L_t, L_l] とし、[L] と [I] の列を対応させると、[L_t] は木に対応する枝を持つ部分、[L_l] は補木に対応する枝を持つ部分を表す。[L] は (β-n+1) 行β列、[L_t] は (β-n+1) 行 (n-1) 列、[L_l] は (β-n+1) 行 (β-n+1) 列の行列である。[L_l] ループ (ループまたはタイセットとは、補木の枝のうちただ一つを通り、残りは全て木の枝により構成される、同一の節点および枝を2回以上通らない閉路のことである。タイセットの数は補木の枝の数に等しい) の定義により単位行列 [E] となり、det [L_l] = 1 である。また、[I] [L^T] = [0] である。ただし、dashは転置行列であることを示す。したがって、 $[L_t^T] = -[I_t^T]⁻¹ [I_l^T]$ により、既約インシデンス行列 [I] からループ行列 [L] = [L_t, E] を簡単に作成できる。

1-3-3 避難行動と対応した煙伝播経路のインシデンス行列の作成

図-1.3.4のごとき簡単な建物を例にとり、避難経路の木と対応させたインシデンス行列の考え方及び作成法を示す。

この建物の室および階段を節点とし、開口を枝として、図-1.3.5のごとくグラフ化する。ただし、同一の階段でも浮力を考慮するために各階床面で分割し複数の節点とした。この建物での避難経路は階段であり、避難の方向と対応させると、太線で示した枝の流れの向きとなる。図-1.3.5は煙伝播経路の回路を表しているが、避難経路はその木を構成していることが分かる。図-1.3.5のごとく節点番号および枝番号をつける (避難と対応した番号の付け方及びインシデンス行列の作成の詳細については §1-3-4で示す) と、インシデンス行列は図-1.3.6(a)のごとく与えられる。文献[19]に従い、インシデンス行列の各要素は枝が節点に入る向きのとき-1、出る向きのとき+1、接続していないとき0とする。この行列の各列ごとの要素の和は必ず0になるので、作成が機械的に行えるとともに、チェックが簡単である。さて、この行列のうちの任意の一行は他の行と従属関係にあるので、一行取り除いても情報は失われない。これを既約インシデンス行列という。我々の問題では、一般に木の根すなわち最終避難拠点は地上外部であり、圧力も静止外気圧基準とするので、外気の節点を取り除く。したがって、ここでの例では図-1.3.6(b)のごとき既約インシデンス行列を得る。図中節点番号1~4と枝番号1~4で囲まれた範囲の部分が避難経路と対応した木の部分である。

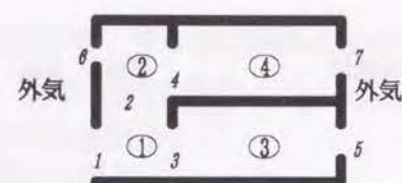


図-1.3.4 建物の例

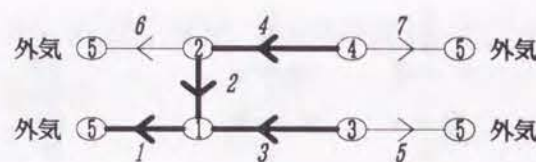


図-1.3.5 建物例のグラフ化

節点番号 (室番号)	枝(開口)番号						
	1	2	3	4	5	6	7
1	+1	-1	-1	0	0	0	0
2	0	+1	0	-1	0	+1	0
3	0	0	+1	0	+1	0	0
4	0	0	0	+1	0	0	+1
5	-1	0	0	0	-1	-1	-1
列の和	0	0	0	0	0	0	0

図-1.3.6 (a) インシデンス行列の例

節点番号 (室番号)	枝(開口)番号						
	1	2	3	4	5	6	7
1	+1	-1	-1	0	0	0	0
2	0	+1	0	-1	0	+1	0
3	0	0	+1	0	+1	0	0
4	0	0	0	+1	0	0	+1
5	0	0	0	0	+1	0	0

図-1.3.6 (b) 既約インシデンス行列の例

1-3-4 避難行動と対応した煙伝播経路のループ行列の作成

(1) インシデンス行列作成上の規約

流量仮定法ではループ行列を用いるので、インシデンス行列とループ行列との関係を知っておく必要がある。グラフ理論に従えば、 $[L_t] = -[I_t]^{-1}[I_1]$ の関係が得られるので、インシデンス行列の木の部分の逆数が求まれば、ループ行列はたやすく計算できる。

しかし、避難との対応を考慮し、次に述べる規約にしたがってインシデンス行列を作成すれば、インシデンス行列がスパースであり、既約インシデンス行列の木の部分が上三角行列となり、さらに要素が0、1、-1のみであることにより、行列の配列のためのメモリの領域を節約できかつ極めて簡単に既約インシデンス行列を求めることができる。

[規約] 1) 木の根は避難の最終点である地上とする。また外気を基準節点として選ぶ。

2) 節点番号は根から離れるにしたがって順番に大きくする。

3) 枝の向きは大きな番号の節点からより小さい番号の節点へと向かうとする。

したがって避難路では枝の向きと避難の方向とは一致する。

4) 木を構成する枝の番号は大きいほうの節点番号と等しくする。したがって

避難路では避難の上流側の節点番号と等しくなる。

5) 補木の枝の番号は任意でよい。

(2) 既約インシデンス行列の木の部分の逆行列の作成

図-1.3.6に例示したように、インシデンス行列は各列に1、-1が1個ずつ存在し、残りの要素は0である。したがってインシデンス行列はスパースであるから、次のようなデータの与え方をすることにより計算時のメモリが少なく済む。

枝入が節点から出る向きするときの節点番号を $i(\lambda)$ 、節点に入る向きするときの節点番号を $j(\lambda)$ とすると、インシデンス行列の各要素の値を次のように定義する。

$$I(k, \lambda) = \begin{cases} 1 & k = i(\lambda) \text{ のとき} \\ -1 & k = j(\lambda) \text{ のとき} \\ 0 & k \neq i(\lambda), j(\lambda) \text{ のとき} \end{cases} \quad \dots (1.3.1)$$

節点番号	枝番号		λ
	i	j	
1	$I(i(\lambda), \lambda)$
2	$I(j(\lambda), \lambda)$

さて、上述の規約に従って作成したインシデンス行列から基準節点に関する行を取り除いた既約インシデンス行列の木の部分の対角要素はすべて1であり、-1は対角要素より必ず上にあるという性質を持っている(図-1.3.6を参照)。すなわち、 $[I_t]$ は対角要素がすべて1の上三角行列となる。

したがって $[I_t]$ の λ 列について考えると、

$$I_t(\lambda, \lambda) = 1, \quad I_t(j(\lambda), \lambda) = -1 \quad \dots (1.3.2)$$

である。

$[I_t]$ と対応して単位行列 $[E]$ を用意しておき、 $[I_t]$ の方が単位行列になるように両方の行列にそれぞれ同じ操作を施せば、 $[E]$ の方には $[I_t]$ の逆行列が作成される。 $[I_t]$ の λ 列には1個の1と多くとも1個の-1の要素しかないので、対角要素のある λ 行を-1のある $j(\lambda)$ 行に加えることにより $I_t(j(\lambda), \lambda)$ を0にすることができる。ところで $[I_t]$ は上三角行列であることから、この操作を最後の行から順に行えば、過去の操作の結果を考えなくてもよい。これに対応した操作を $[E]$ の方に行って $[I_t]$ の逆行列を求める。このように加算だけで逆行列が計算できる点が有利である。

(3) ループ行列の作成

前述の形式でデータが記述されている場合には、ループ行列も圧縮した形式で求めることができる。

もとのループ行列を構成するのに必要な情報は次の3つで十分である。

(A) ある枝入が関与するループの個数: m_λ

(B) ある枝入が関与するループの番号: $I_\lambda^k (k=1, 2, \dots, m_\lambda)$

(C) ある枝入が関与するループ番号に対するループ行列の要素の値: $e_\lambda^k (k=1, 2, \dots, m_\lambda)$

図-1.3.5のグラフに対応したループ行列および m_λ 、 I_λ^k 、 e_λ^k の例を図-1.3.7に示す。

ループ番号	枝番号						
	1	2	3	4	5	6	7
1	-1	0	-1	0	+1	0	0
2	-1	-1	0	0	0	+1	0
3	-1	-1	0	-1	0	0	+1

図-1.3.7 ループ行列の例

さて、 $[L_t] = -[I_t']^{-1}[I_1']$ であるので、ループ行列の要素 $L(l, \lambda)$ は、 $[I_1']$ の l 行と $[I_t']^{-1}$ の λ 列の積により求められる。 $[I_1']$ の l 行には1が1個と-1が多くとも1個しかなく、他は0だから、要素 $(l, i(l))$ と要素 $(l, j(l))$ のみを考えればよい。したがって $[I_1']$ の l 行と $[I_t']^{-1}$ の λ 列との積を考えると次の関係を得る。

$$L(l, \lambda) = -\{I_t'^{-1}(\lambda, i(l)) - I_t'^{-1}(\lambda, j(l))\} \quad \dots (1.3.3)$$

この値が0以外ならば枝入がループ行列 l に関係していることを示している。なお、(B) (C)における k は、枝入について考えているとき、上式が0でない行番号の k 番目であることを意味する。 $[I_t']^{-1}$ の λ 列と

$[I]'$ のすべての行についてこの操作を行うことにより、枝入が関与するすべてのループ番号とそれに対する要素の値およびループの個数 m_λ を得る。

ところで、 $M(\lambda) = \sum_{n=1}^{\lambda} m_n$ のごとく一次元配列 M を定義すると、枝入が関与しているループの個数は次のように表わすこともできる。

$$m_\lambda = M(\lambda) - M(\lambda - 1)$$

$$\text{ただし、} M(0) = 0$$

また枝入が関与するループ番号 l_λ^k およびそのときの要素の値 e_λ^k をそれぞれ次のような関係で定義される一次元配列 K 、 N を用いて表わす。

$$l_\lambda^k = K(M(\lambda - 1) + k)$$

$$e_\lambda^k = N(M(\lambda - 1) + k)$$

$$\text{ただし、} k = 1, 2, 3, \dots, m_\lambda$$

したがって、 $L(l_\lambda^k, \lambda) = e_\lambda^k$ である。

ループ行列の補木の枝に対応する部分は単位行列であることがわかっている。したがってループ行列の任意の枝に対応する部分の要素 $L(l, \lambda)$ は一次元配列 M 、 K 、 N を用いて構成できる。

このようなデータの与え方をすると0の要素に関する演算が不必要なので、行列が大規模になると計算時間の大幅な短縮が可能になり、また記憶領域の節約になる場合が多い。

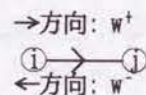
1-3-5 節点境界が時間的に変化しない場合の基礎式

通常の火災時には建築壁体などの躯体の変形は無視することができる。従って、完全混合の場合には節点の体積は一定とすることができ、§1-2で示した領域内部均一かつ境界面の移動のない基礎式を用いて、次のインシデンス行列を用いた関係式を得る。

(1) 節点での質量収支式 ((1.2.7)式より)

$$\left\{V \frac{d\rho}{dt}\right\} + [I]\{w\} = \{W\} \quad \dots (1.3.4)$$

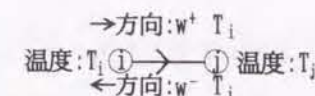
ただし、 $\{ \}$ は節点または枝に関する量を、 $[I]$ はインシデンス行列を表わす。§1-3-2の記号に基づいて、 $w = w_\lambda = w^+ - w^-$ (w^+ は枝の向きと同じ方向の流れの質量流量、 w^- は枝の向きと反対方向の流れの質量流量を表わす)であり、枝入の正味流量を表わす。 $[I]\{w\}$ は、全ての節点についての $\iint \rho u \cdot n dS$ の項をインシデンス行列を用いて表現したものである。また、 $W = \iiint W dV$ とおきなおした。



(2) 節点での熱収支式 ((1.2.16')式より)

$$\left\{\frac{C_p V}{R} \frac{dP}{dt}\right\} + C_p [I]\{(wT)\} = \{Q\} \quad \dots (1.3.5)$$

$C_p [I]\{(wT)\}$ は、全ての節点についての $\iint \rho C_p T u \cdot n dS$ の項を、インシデンス行列を用いて表現したものである。ただし、枝の向きが定められているとき、枝が出る側の節点の温度を T_i 、入る側の節点の温度を T_j とすると、 $(wT) = w^+ T_i - w^- T_j$ である。また、粘性による項を無視し、発熱項を $Q = -\iint q \cdot n dS + \iiint Q dV$ とおいてまとめた。



(1.3.5)式左辺第1項の圧力の時間勾配項の影響が小さく無視できる場合には次式を得る。

$$C_p [I]\{(wT)\} = \{Q\} \quad \dots (1.3.5')$$

(3) 節点での濃度収支式 ((1.2.24)式より)

$$\left\{V \frac{d\rho C}{dt}\right\} + [I]\{(wC)\} = \{W_c\} \quad \dots (1.3.6)$$

ただし、枝の出る側の節点の濃度を C_i 、枝の入る側の節点の濃度を C_j とすると、 $(wC) = w^+ C_i - w^- C_j$ である。

従って、完全混合の非定常煙流動計算には、(1.3.4) (1.3.5)式を流れの場と温度の変化を求める関係式として用い、(1.3.6)式を濃度の変化を求める式として用いる。

なお、定常の場合には時間変化項が消え、次の関係式を得る。

$$[I]\{w\} = \{W\} \quad \dots (1.3.4')$$

$$C_p [I]\{wT\} = \{Q\} \quad \dots (1.3.5')$$

$$[I]\{wC\} = \{W_c\} \quad \dots (1.3.6')$$

定常での温度と流れの場の決定は、(1.3.4') (1.3.5')式を同時に満足する解を求める必要がある。ところで、通常は流れの状態に無関係に温度は指定した一定値に維持されるものとして流動計算をすることが多く、この場合には(1.3.4')の質量収支式のみを満足する流れの場を求めるだけでよい。

1-3-6 節点境界が時間的に変化する場合の基礎式

エレベーターが節点境界を通過するような場合には、節点境界面の変化を考える必要がある。エレベーターがこの通過部分については境界面の移動速度 u_s と流体速度 u とが等しいから、この部分においては、 $\iint \rho(u - u_s) \cdot n dS = 0$ となる。

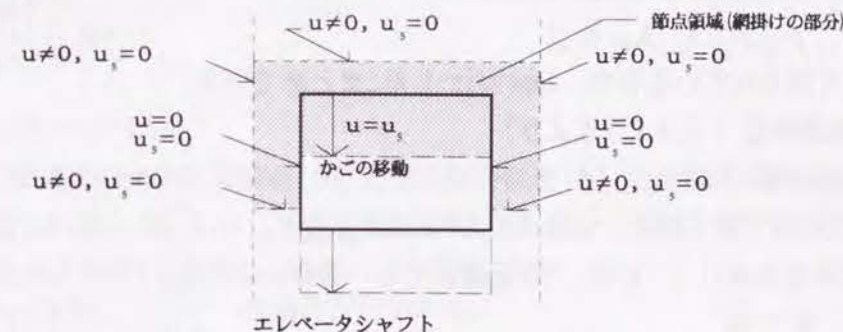


図-1.3.8 節点境界が時間的に変化する場合の例

エレベーターシャフト内をかごが移動する場合のように、節点体積が時間的に変化する場合には、節点境界が移動する場合の関係式を用いる。

(1) 節点での質量収支式 ((1.2.6)式より)

$$\left\{\rho \frac{dV}{dt}\right\} + \left\{V \frac{d\rho}{dt}\right\} + [I]\{w\} = \{W\} \quad \dots (1.3.7)$$

(2) 節点での熱収支式 ((1.2.14')式より)

$$\left\{ \frac{C_p P}{R} \frac{dV}{dt} \right\} + \left\{ \frac{C_v V}{R} \frac{dP}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)\} = \{Q\} \quad \dots (1.3.8)$$

なお、(1.3.8)式左辺第1項の圧力の時間勾配項の影響が小さく無視できる場合には次式を得る。

$$\left\{ \frac{C_p P}{R} \frac{dV}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)\} = \{Q\} \quad \dots (1.3.8')$$

(3) 節点での濃度収支式 ((1.2.23)式より)

$$\{\rho C \frac{dV}{dt}\} + \{V \frac{d\rho C}{dt}\} + [I] \{(wC)\} = \{W_c\} \quad \dots (1.3.9)$$

エレベーターかごの移動の場合のように移動特性が決まっている場合には、節点の体積変化の項は既知として扱うことが出来る。完全混合の非定常煙流動計算の場合には、(1.3.7) (1.3.8) 及び (1.3.9) 式において $\frac{dV}{dt}$ の項を右辺に移項して、あたかも発生量と同等に扱うことにより、(1.3.7) (1.3.8) 式を流れの場と温度の変化を求める関係式として用い、(1.3.9) 式を濃度の変化を求める式として用いる。

1-3-7 圧力仮定法による定常煙流動計算

(1) 圧力仮定法による定式化

従来の煙流動計算では一般に圧力仮定法が用いられているものの、換気回路をインシデンス行列を用いて定式化する方法は用いられていない。そのため計算は節点ごとのrelaxationを反復することが多い¹⁾。

ここでは§1-3-5で行なったインシデンス行列を用いて表現した基礎式に基づき、全節点に関する流量収支の誤差を許容範囲内にするように全節点の圧力を同時に変化させる逐次近似計算法を示す。

定常の場合におけるインシデンス行列 [I] を用いた圧力仮定法による計算の基礎式を以下に示す。

(a) 枝圧力差 p と節点圧力 P との関係 (定義)

$$\{p\} + \{p_s\} = [I'] \{P\} \quad \dots (1.3.10)$$

(b) 枝の正味流量 w と枝圧力差 p との関係 (運動エネルギー式より)

$$w_\lambda = f_\lambda (p_\lambda, \rho_j, \rho_i, b_\lambda, h_\lambda, \alpha_\lambda) \quad \dots (1.3.11)$$

この関係はよく知られているので、Appendix-1.Aにまとめて示す。

(c) 節点における流量収支 ((1.3.4')式より)

$$\{0\} = [I] \{w\} - \{W\} \quad \dots (1.3.12)$$

以上の関係式を逐次近似で解く場合、全節点圧力 P を仮定すると、(1.3.10)、(1.3.11) 式より得られる枝流量 w を用いた流量収支式 (1.3.12) は、 P が正確値でない場合には誤差 ΔW を持ち次式となる。

$$\{\Delta W\} = [I] \{w\} - \{W\} \quad \dots (1.3.12')$$

ΔW は節点での仮想湧き出し量と考えられる。この ΔW を 0 にするには以下の方法が考えられる。

(I) (1.3.12') 式は $(n-1)$ 個の節点圧力 P を未知数とする $(n-1)$ 個の連立非線形方程式であり、

$(n-1)$ 個の誤差 ΔW を 0 にするように、 $(n-1)$ 個の P を修正する方法。

(II) 流量収支誤差の2乗和 $\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n-1} \Delta W_i^2$ ($(n-1)$ 個の変数 $\{P\}$ のスカラー関数) の極小値を求める

という非線形極値問題に置き換える方法。

これらはともに、節点流量誤差 $\{\Delta W\}$ より節点圧力補正量 $\{\Delta P\}$ を求めることに帰せられる。上記の各種方法については以下で述べるが、逐次近似計算の過程の流れを図-1.3.9に示す。

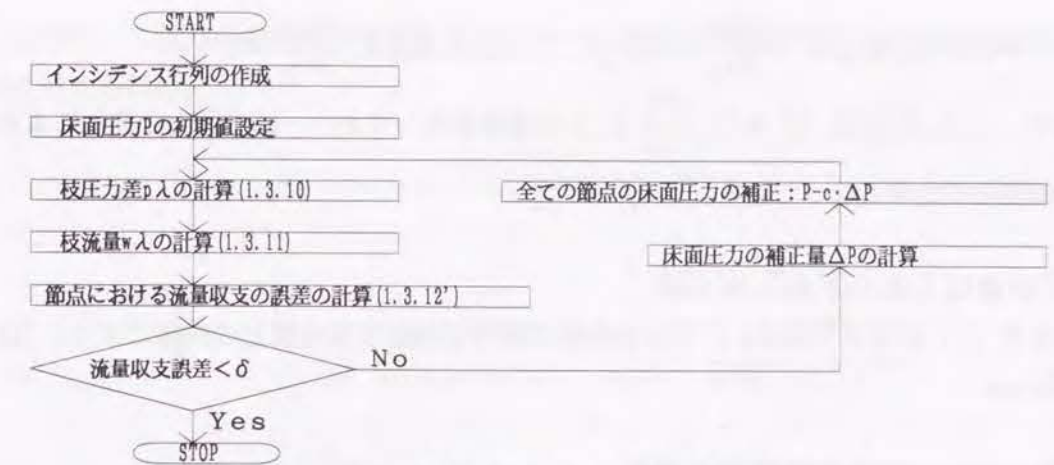


図-1.3.9 圧力仮定法による定常計算の流れ

(2) 各種計算法について

(A) Newton法

これは前述の (I) の方法によるものである。以下で $\{\Delta P\}$ と $\{\Delta W\}$ の関係式の導出を行う。

まず、正確値に対しては (1.3.10) ~ (1.3.12) 式が成立する。次に偏差を含んだ近似値に対しては次式が成立する。

$$\{p + \Delta p\} + \{p_s\} = [I'] \{P + \Delta P\} \quad \dots (1.3.10')$$

$$w_\lambda + \Delta w_\lambda = f_\lambda (p_\lambda + \Delta p_\lambda, \dots) \quad \dots (1.3.11')$$

$$\{\Delta W\} = [I] \{w + \Delta w\} - \{W\} \quad \dots (1.3.12')$$

近似値が正確値に近いとき、(1.3.11') 式を p_λ のまわりにTaylor展開して2次以上の項を無視すると、

$$w_\lambda + \Delta w_\lambda \doteq f_\lambda (p_\lambda, \dots) + \frac{\partial f_\lambda}{\partial p_\lambda} \Delta p_\lambda \quad \dots (1.3.11'')$$

で近似できる。近似値の式から正確値の式を差し引くと、偏差の関係式を得る。

$$\{\Delta p\} = [I'] \{\Delta P\} \quad \dots (1.3.14)$$

$$\Delta w_\lambda = \frac{\partial f_\lambda}{\partial p_\lambda} \Delta p_\lambda \quad \dots (1.3.15)$$

$$\{\Delta W\} = [I] \{\Delta w\} \quad \dots (1.3.16)$$

上式より、節点での流量収支偏差 $\{\Delta W\}$ と節点圧力偏差 $\{\Delta P\}$ との関係は次式のごとくなる。

$$\{\Delta P\} = ([I] \left[\frac{\partial f}{\partial p} \right] [I'])^{-1} \{\Delta W\} \quad \dots (1.3.17)$$

ただし、 $\left[\frac{\partial f}{\partial p} \right]$ は対角行列である。

したがって、 $\{P - c \cdot \Delta P\}$ により、節点圧力の補正を行えばよい。ここで c は補正係数である。

いま、 $[J] = [I] \left[\frac{\partial f}{\partial p} \right] [I']$ とおくと、 $[J]$ は節点圧力の変化に対する流量収支偏差の変化の比率を表す。さて、 ΔW_j が w_λ の、 w_λ が p_λ の、 p_λ が P の関数と考えて ΔW_j を P で微分すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\Delta W_j)}{\partial P_k} &= \sum_{\lambda} \frac{\partial (\Delta W_j)}{\partial w_\lambda} \frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} \frac{\partial p_\lambda}{\partial P_k} \\ &= \sum_{j,\lambda} I_{j\lambda} \frac{\partial f_\lambda}{\partial p_\lambda} I_{\lambda k} \end{aligned} \quad \dots (1.3.18)$$

$$\therefore (1.3.12) \text{ 式より } \frac{\partial (\Delta W_j)}{\partial w_\lambda} = I_{j\lambda}, (1.3.10) \text{ 式より } \frac{\partial p_\lambda}{\partial p_k} = I'_{\lambda k}$$

したがって、(1.3.18) 式は $[J] = [I] \left[\frac{\partial f}{\partial p} \right] [I']$ の要素を表しており、節点圧力の変化による節点流量収支偏差の変化の比率になっている。

(B) Regula-Falsi 法

これもまた (I) の方法である。これは関数値の符号が逆転する位置との内挿により、 $\{\Delta P\}$ を求める方法である。

(C) Hesse 行列を使用する方法

これは (II) の方法に属し、残差の2乗和をTaylor展開して2階微分の項まで取り、極値で勾配が0になることを利用する。残差の2乗和は

$$F = \frac{1}{2} \{ \Delta W' \} \{ \Delta W \} \quad \dots (1.3.19)$$

で与えられる。このとき、 $\{\Delta P\}$ と $\{\Delta W\}$ との関係は次式のごとくなる。

$$\{ \Delta P \} = [H]^{-1} [J'] \{ \Delta W \} \quad \dots (1.3.20)$$

ただし、 $[H]$ は F の Hesse 行列であり、その j 行 k 列の要素は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} H_{jk} &= \frac{\partial}{\partial p_k} \left(\frac{\partial F}{\partial p_j} \right) \\ &= \sum_{m=1}^{n-1} \left\{ \frac{\partial}{\partial p_k} \left(\frac{\partial W_m}{\partial p_j} \right) \Delta W_m + \frac{\partial \Delta W_m}{\partial p_j} \frac{\partial \Delta W_m}{\partial p_k} \right\} \end{aligned} \quad \dots (1.3.21)$$

(1.3.18) 式を再び微分して

$$\frac{\partial}{\partial p_k} \left(\frac{\partial W_m}{\partial p_j} \right) = \sum_{\lambda} I_{m\lambda} I'_{\lambda j} \left(\sum_{\mu} \frac{\partial}{\partial p_\mu} \left(\frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} \right) I'_{\mu k} \right) \quad \dots (1.3.22)$$

$$= \sum_{\lambda} I_{m\lambda} I'_{\lambda j} I'_{\lambda k} \frac{\partial^2 w_\lambda}{\partial p_\lambda^2}$$

となる。したがって

$$H_{jk} = \sum_{m=1}^{n-1} \left\{ \Delta W_m \sum_{\lambda} I_{m\lambda} I'_{\lambda j} I'_{\lambda k} \frac{\partial^2 w_\lambda}{\partial p_\lambda^2} + \left(\sum_{\lambda} I_{m\lambda} \frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} I'_{\lambda j} \right) \left(\sum_{\mu} I_{m\mu} \frac{\partial w_\mu}{\partial p_\mu} I'_{\mu k} \right) \right\} \quad \dots (1.3.23)$$

により計算できる。

(D) 計算例による各種方法の比較

図-1.3.4の建物モデルを使用し、各種計算法の収束状況を検討する。(A) のNewton法では第1回目のステップのみ $c=0.5$ とし、2回目以降は収束を速めるために $c=1$ とした。収束状況は、図-1.3.10に実線で示したごとく極めてよい収束を示す。次に (B) のRegula-Falsi法によるものを同図に破線で示す。ここでは関数値の符号が逆転する位置を決めるためにNewton法を併用した。結果はNewton法と比べると、収束は遅い。(C) のHesse行列を用いる方法についてはNewton法の第2回目の値から出発させた。この方法では初期値がかなり初期値がかなり正確値に近くなければ収束が悪い。結果は点線で示したごとく、Newton法よりも収束状況がやや悪い。

以上ことから、二階微分の計算が不必要でありかつ収束状況の最も良いNewton法による計算が実用的であると考えられる。

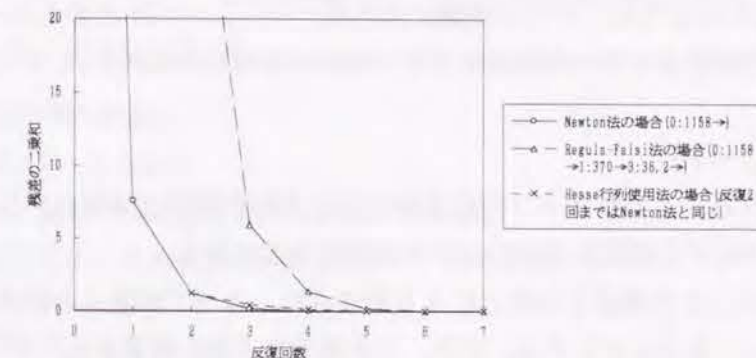


図-1.3.10 各種計算法の収束状況の比較

(3) 初期値設定の方法

設定した初期値により、収束状況が影響される。したがって、できるだけ実体に近い初期値が与えられることが望ましい。

木だけの回路を考え、枝は正味流量を0とする。したがって開口での w^+ 、 w^- は考えているが、木全体として循環はない。これは避難を開始するために避難路の扉が一斉に開かれた状態に対応すると考えられる。このときの圧力分布を求めるには、枝での正味流量を0とする枝圧力差を求めた後、(1.3.10) 式に基づいてインシデンス行列の木の部分 $[I_L]$ に関する連立方程式を解けばよい。

1-3-8 流量仮定法による煙流動計算

(1) はじめに

煙流動計算では温度差が大きい場合を取り扱うが、その計算法には建築環境工学の換気計算で用いられる方法を適用することが可能である。この場合には煙流動計算でも換気計算で開発された手法を用いることができる^{5,6,7)}。換気計算法として体系化されている方法は2つある。一つは §1-3-7 で述べた「圧力仮定法」であり、これは節点圧力を仮定し、節点での流量収支を満足させる方法である。もう一つが本節で適用する「流量仮定法」で、これはループ流量を仮定し、換気回路のループにおける圧力和が0となる関係を満足させる方法である。ただし、換気計算における流量と圧力との関係は非線形であるので、どちらの方法においても解法は逐次計算法によらなければならない。圧力仮定法では室の流量収支に収束計算時の誤差を持つことになるのに対して流量仮定法では流量収支は確実に満足されるという特徴を持つ。

既に述べて来たように、従来の煙流動計算法はほとんどが「圧力仮定法」を用いていた。これまで煙伝播計算においては「流量仮定法」による定式化はなされておらず、従って「圧力仮定法」と「流量仮定法」との差異およびどちらが有効であるかについての議論もなされていない。ここでは「流量仮定法」による定常の場合の定式化を行う。「圧力仮定法」との差異および「流量仮定法」の有効性については §1-3-9 で検討する。

(2) 流量仮定法による定式化

従来、流量仮定法による煙流動計算は行われていない。ここでは、既約インシデンス行列 $[I]$ とループ行列 $[L]$ を用いた流量仮定法による定式化を行う。

§1-3-4に既述しているように、グラフ理論によれば、 $[I][L'] = \{0\}$ となるループ行列 $[L]$ が存在する。したがって、圧力仮定法で用いた節点圧力から枝圧力差を求める式 (1.3.10) の両辺に左から $[L]$ をかけると

$$[L] \{p + p_\sigma\} = \{0\} \quad \dots (1.3.24)$$

という関係式が得られる。これがループの圧力和収支を表わす関係式であり、圧力仮定法における節点での流量収支式に対応する流量仮定法における基礎収支式である。

ループは一つの補木と木を構成する枝とにより形成され、ループ流量 \bar{w} の向きと大きさは補木の流れの向きと流量に等しく取ることとする。また、木を構成する枝の流量を w_t とする。

圧力仮定法での流量収支式 (1.3.12) は、次式のようにも表わされる。

$$[I_t]\{w_t\} + [I_l]\{\bar{w}\} = \{W\} \quad \dots (1.3.12')$$

上式に、 $[L] = [L_t, E]$ のように $[L]$ を分解できることおよび $[L_t'] = -[I_t]^{-1}[I_l]$ の関係を用いると、次の関係式を得る。

$$\{w_t\} = [L_t']\{\bar{w}\} - [I_t]^{-1}\{W\} \quad \dots (1.3.25)$$

この式はループ流量 \bar{w} の重ね合わせにより、木を構成する枝の流量 w_t を決定できることを示す。

また、枝圧力差を正味枝流量の関数として表わす式は、(1.3.11) に対する逆関数で表わせる。

以上をまとめると、使用する基本式は次式である。

(a) ループにおける圧力収支の関係

$$\{0\} = [L] \{p + p_\sigma\} \quad \dots (1.3.24)$$

(b) 木の枝流量 w_t とループ流量 \bar{w} との関係

$$\{w_t\} = [L_t']\{\bar{w}\} - [I_t]^{-1}\{W\} \quad \dots (1.3.25)$$

(c) 枝圧力 p と枝流量 w との関係

$$p_\lambda = g_\lambda(w_\lambda, \rho_i, \rho_j, b_\lambda, h_\lambda, \alpha_\lambda) \quad \dots (1.3.26)$$

ただし、(1.3.26) 式は (1.3.11) 式の逆表現になっているが、我々の問題では (1.3.26) 式のような解析的な表現は困難である。

(3) 定常の場合の計算法

圧力仮定法の場合と全く同様に考えていけばよい。ここではNewton法の場合にのみについて計算の流れを示す。

計算は、ループ流量 $\{\bar{w}\}$ に関する逐次近似によって行われる。 $\{\bar{w}\}$ に誤差 $\{\Delta \bar{w}\}$ があれば (1.3.25) 式により残りのすべての枝流量 $\{w_t\}$ も誤差 $\{\Delta w_t\}$ を持ち、従って (1.3.26) 式から求まる枝圧力差 p_λ も誤差 Δp_λ を含んでいることになり、(1.3.24) 式の圧力和収支の関係式が満足されない。そのときのループ圧力和収支の誤差を $\{\Delta \bar{p}\}$ とすると、Newton法を用いるとき、誤差の関係式は次のようになる。

$$(1.3.24) \text{ 式より } [L] \{\Delta p\} = \{\Delta \bar{p}\} \quad \dots (1.3.27)$$

$$(1.3.25) \text{ 式より } \{\Delta w_t\} = [L_t'] \{\Delta \bar{w}\}$$

または $[L] = [L_t, E]$ であるから次のように書くことができる。

$$\{\Delta w\} = [L'] \{\Delta \bar{w}\} \quad \dots (1.3.28)$$

$$(1.3.26) \text{ 式より } \Delta p = \frac{\partial g}{\partial w} \Delta w \quad \dots (1.3.29)$$

(1.3.27) ~ (1.3.29) 式から、ループ流量の誤差 $\{\Delta \bar{w}\}$ と圧力和収支の誤差 $\{\Delta \bar{p}\}$ との関係を得る。

$$[L] \left[\frac{\partial g}{\partial w} \right] [L'] \{\Delta \bar{w}\} = \{\Delta \bar{p}\} \quad \dots (1.3.30)$$

modified Newton法を用いれば、

$$\{\bar{w}_{\text{new}}\} = \{\bar{w}_{\text{old}}\} - c \cdot \{\Delta \bar{w}\}$$

により、新たなループ流量の仮定値を求めることができる。

定常の場合の流量仮定法による計算の流れを図-1.3.11に示す。

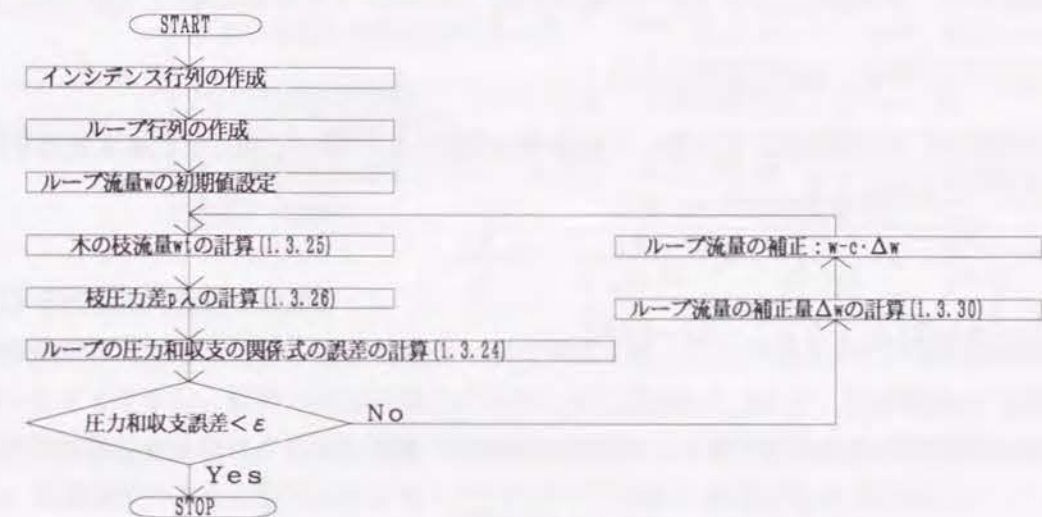


図-1.3.11 流量仮定法による定常計算の流れ

ところで、非等温換気計算を行う場合、(1.3.11) 式は解析的に求めることができるのに対し、(1.3.11) 式の逆関数 (1.3.26) 式を求めることは困難である。このことが流量仮定法が実用的でないと考えられていた原因の一つと思われるが、この取り扱い方として次のような方法が考えられる。

(a) (1.3.11) 式を用いて与えられた枝流量に対する枝圧力差を逐次近似して求める方法

この方法は、解析的に得られる関係式 (1.3.11) と逆関数の微分は関数の微分の逆数であるという関係とを用いる方法である。すなわち、(1.3.26) 式が (1.3.11) 式の逆関数であることから、 $\frac{\partial g}{\partial w} = 1 / \left(\frac{\partial f}{\partial p} \right)$ の関係があるので、次のように書くことができる。

$$\Delta p = \frac{1}{\left(\frac{\partial f}{\partial p} \right)} \Delta w \quad \dots (1.3.29')$$

逐次近似計算により枝圧力差を決定する方法は、圧力仮定法と比べて流量から圧力差を求める計算により多くの時間を要することは事実であるが、煙流動計算における計算時間は主に連立方程式を解くのに消費されるので、流量と圧力差の関係の逐次近似での消費時間の影響は少ない。

(b) (1.3.26) 式を近似式を用いて表現する方法

(1.3.26) 式を近似式を用いて表現する場合には、例えば次のような式が用いられる。

(b-1) 節点同志が等温 ($\Delta\rho_\lambda=0$) のとき

節点同志が等温の場合は解析的に正確な式が与えられるので、これを用いる。

$$p_\lambda = \text{sgn}(w_\lambda) \frac{1}{2g\rho} \left\{ \frac{w_\lambda}{\alpha b (h_2 - h_1)} \right\}^2 \quad \dots (1.3.31)$$

(b-2) 節点同志が非等温 ($\Delta\rho_\lambda \neq 0$) のとき

節点が非等温の場合は解析的に与えることが困難であるので、次のように近似する。

$$w \geq 1 \text{ のとき} \quad h = \text{sgn}(\Delta\rho_\lambda) \frac{1}{2} w^2 + \frac{1}{2} \quad \dots (1.3.32a)$$

$$-a < w < 1 \text{ のとき} \quad h = \text{sgn}(\Delta\rho_\lambda) \left\{ \frac{a-1}{2(1+a)} + \frac{w}{1+a} \right\} + \frac{1}{2} \quad \dots (1.3.32b)$$

$$w \leq -a \text{ のとき} \quad h = -\text{sgn}(\Delta\rho_\lambda) \frac{1}{2} \left(\frac{w}{a} \right)^2 + \frac{1}{2} \quad \dots (1.3.32c)$$

ただし、 α : 流量係数、 b : 開口幅、 h_1 : 開口下端までの高さ、 h_2 : 開口上端までの高さであり、 a 、 h および w は次のように定義される。

$$a = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_i}}, \quad h = \frac{h_2 - h_1}{h_2 - h_1}, \quad h_n = \frac{p_\lambda}{\Delta\rho_\lambda \cdot g}, \quad w = \frac{w_\lambda}{w_0}$$

$$w_0^+ = \frac{2}{3} \alpha b \sqrt{2g\rho_i} |\Delta\rho_\lambda| (h_2 - h_1)^{3/2}$$

ただし、 $\Delta\rho_\lambda = \rho_i - \rho_j$ 、 $w_\lambda = w_\lambda^+ - w_\lambda^-$ 、 $p_\lambda = p_i - p_j$

図-1.3.12は $a=2.0$ の場合の計算例であり、正確値を実線で、近似式による計算値を破線で示す。

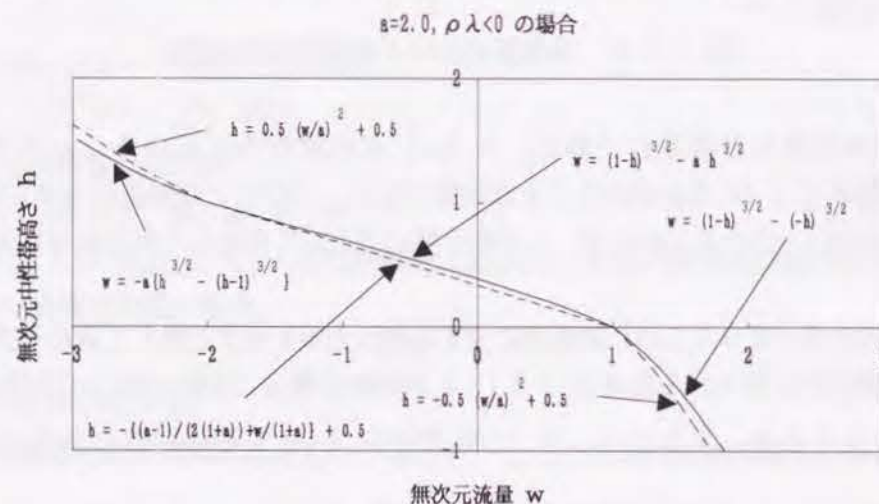


図-1.3.12 近似式（破線）と正確値（実線）との比較

1-3-9 流量仮定法と圧力仮定法との比較**(1) 方法および特徴の比較**

圧力仮定法と流量仮定法の考え方および特徴の比較を表-1.3.1にまとめて示す。ただし、 β は枝数（開口数）、 n は節点数（室数）を示すものとする。

流量仮定法はループ流量を仮定しループ圧力和収支を満足するようにループ流量を補正するが、圧

力和収支に数値計算上の収束誤差を含む。しかし節点での流量収支は正確に満足されている。一方圧力仮定法は節点圧力を仮定し節点での流量収支を満足するように圧力を補正する方法であるが、節点での流量収支に計算上の許容誤差を含む。しかしループの圧力和収支は正確に満足されている。ところで、煙流動の非定常計算では煙の温度や濃度を知ることが目的である。このとき、もし節点での流量収支が誤差を持つと、温度や濃度の非定常解が発散する場合も生じる。したがって、節点での流量収支は正確に満足されていることが望ましく、この点からも流量仮定法が有利であると考えられる。

表-1.3.1 圧力仮定法と流量仮定法との比較一覧

	方法	特徴
圧力仮定法	節点圧力を仮定し、節点での流量収支を満足するように、逐次近似により床面圧力を決定する方法	<ul style="list-style-type: none"> ・未知数の数は $(n-1)$ 個 ・ループの圧力和収支の関係式は常に厳密に満足されているが、節点での流量収支に数値計算上の収束誤差を含む
流量仮定法	ループ流量を仮定し、ループの圧力和収支の関係式を満足するように、逐次近似によりループ流量を決定する方法	<ul style="list-style-type: none"> ・未知数の数は $(\beta-n+1)$ 個 ・節点での流量収支は常に厳密に満足されているが、ループ圧力和収支に数値計算上の収束誤差を含む

(2) 行列の大きさの比較

煙流動計算では逐次近似のたびに連立一次方程式を解くことになるので、未知数が少ないほど計算時間は少なくてすむ。建物の換気回路をグラフとして定式化するとき、節点数を n 、枝数を β とすると、表-1.3.1に示したように、流量仮定法での未知数は $(\beta-n+1)$ 個であり、一方圧力仮定法では $(n-1)$ 個である。高層建築のように縦穴部分が多くかつその中で流れの考慮が必要な場合には $(\beta-n+1) < (n-1)$ となることが多い。一概に行列の大きさが常に流量仮定法は圧力仮定法に比べて有利であるとは言いきれないが、高層建物で縦穴部分が多く、その上下分布を考慮する場合などには威力を発揮する。このような場合には、圧力仮定法よりも流量仮定法の方が、連立方程式の元数が大幅に小さくなるからである。

(3) 同一収束条件下での比較

流量仮定法と圧力仮定法とでは収束判定に用いる関係式が異なっている。流量仮定法ではループの圧力和収支式 $[L] \{p+p_o\} < \{\epsilon\}$ を判定条件として用い、圧力仮定法では $[I] \{w\} - \{W\} < \{\delta\}$ を用いた。

流量仮定法では、圧力仮定法では常に満足される関係式 $\{p+p_o\} = [I] \{p\}$ を変形した関係式が収束判定条件であり、その代わりに圧力仮定法での収束判定式は常に満足されている構成になっている。圧力仮定法ではその逆のことがいえる。したがって、流量仮定法ではループ圧力に誤差が存在していても節点における流量収支が満足されており、圧力仮定法では節点での流量収支に誤差を含んでいてもループ圧力和の収支が満足されている。

以上のことから、両者を同一の指標により比較するには、節点での流量収支やループ圧力和の収支とは別の判定条件が必要となる。

計算において登場する変数は、節点圧力、枝圧力差および枝流量であるが、流量仮定法では節点圧力は用いなくてもよいので、両者に共通な変数は後の2つである。すなわち、収束条件をすべての枝圧力差または枝流量の変化が収束範囲内に入ることとすれば、両者の収束を対応させることができる。

(a) 枝圧力差を用いる場合

圧力仮定法では $\{p+p_\sigma\} = [I'] \{P\}$ の関係を用いると、仮定した $\{P\}$ が誤差 $\{\Delta P\}$ を持つと、 $\{p+p_\sigma\} = [I'] \{P+\Delta P\}$ であるから、次の関係を得る。

$$\{\Delta p\} = [I'] \{\Delta P\} \quad \dots (1.3.33)$$

一方、流量仮定法では各枝圧力差が誤差 $\{\Delta p\}$ を持つときのループ圧力和収支の誤差 $\{\Delta \bar{p}\}$ は (1.3.27) 式で与えられているが、この関係から $\{\Delta \bar{p}\}$ が分かった場合の $\{\Delta p\}$ を直接求めることはできない。ところで、(1.3.30) 式の関係を用いると、 $\{\Delta \bar{p}\}$ からループ流量収支の誤差 $\{\Delta \bar{w}\}$ を求めることはでき、さらに (1.3.28) 式より $\{\Delta w\}$ が求まる。枝流量および枝流量誤差が分かれば、(1.3.29') 式の枝圧力差の誤差と枝流量の誤差との関係から枝圧力差の誤差 $\{\Delta p\}$ を求めることができる。

(b) 枝流量を用いる場合

圧力仮定法では、枝圧力差 $\{\Delta p\}$ が求まった後、(1.3.11) 式から得られる関係 $\Delta w = \left(\frac{\partial f}{\partial p}\right) \Delta p$ を用いることにより、枝流量の誤差 $\{\Delta w\}$ を得る。流量仮定法では、(1.3.29') 式を用いればよい。

さて、枝圧力差と枝流量のどちらを判定条件に用いてもよいが、煙流動計算では一般に煙の流れを知ることが目的となるので、枝流量を判定に用いるのがよい。このとき、 Δw の絶対値による判定のほかに、枝流量が極めて大きい場合には Δw による判定では収束条件が厳しくなりすぎるので、 $\left|\frac{\Delta w}{w}\right|$

により評価することも考えられる。ただし、このようにして流量仮定法と圧力仮定法とに共通の収束条件を与えることができるが、常に余分な計算を必要とするので、通常はそれぞれの収束判定条件を用いることが望ましいと考えられる。

同一の収束判定条件を用いた場合の圧力仮定法と流量仮定法との計算時間の比較を、表-1.3.2 に示す。逐次近似の際の Newton 法の補正係数として経験的に最も収束の速かったものを使用した。その値は、圧力仮定法では 0.6、流量仮定法では 1.0 であった。流量仮定法での枝圧力差を求めるために圧力差から流量を求める式を用いる逐次近似計算を行なった。その逐次近似計算の際の補正係数は 0.6 を用いた。なお、計算は京都大学計算機センター FACOM-M382 による。

表より、計算時間は主に連立方程式の大きさに依存することがわかる。従って、元数の小さい計算法を選択することが有効である。

表-1.3.2 圧力仮定法と流量仮定法との計算時間の比較

		連立方程式 の元数	連立方程式を解くのに 要した時間 [ms]	1回のiterationに要し た時間 [ms]	収束までの反 復回数	収束の全計算 時間 [s]
n=400, $\beta=714$	圧力仮定法	399	7,034~7,318	7,161~7,448	15	109.8
n=400, $\beta=714$	流量仮定法	315	3,372~3,533	3,889~4,068	13	57.2
n=108, $\beta=161$	圧力仮定法	107	147~153	161~167	9	1.56
n=108, $\beta=161$	流量仮定法	54	24	48~50	6	0.56
n=36, $\beta=65$	圧力仮定法	35	8~11	11~15	9	0.15
n=36, $\beta=65$	流量仮定法	30	5	14~15	7	0.17

1-3-10 非定常計算における圧力の時間勾配項の検討

完全混合の場合について、圧力の時間勾配項 $\frac{dp}{dt}$ の影響の検討を行なう。

節点境界が時間的に変化しないものとする、計算に使用する関係式は次のものである。

(1) 質量収支式

$$\{V \frac{d\rho}{dt}\} + [I] \{w\} = \{W\} \quad \dots (1.3.4)$$

(2) エネルギー収支式

$$\left\{ \frac{C_v V}{R} \frac{dP}{dt} \right\} + C_p [I] \{wT\} = \{Q\} \quad \dots (1.3.5)$$

(3) 枝の流量関係式

$$w_\lambda = f_\lambda(p_\lambda, \rho_i, \rho_j, b_\lambda, h_\lambda, \alpha_\lambda) \quad \dots (1.3.11)$$

(4) 節点床面圧力と枝圧力差との関係式

$$\{p+p_\sigma\} = [I'] \{P\} \quad \dots (1.3.10)$$

または、枝圧力差の収支関係式

$$[L] \{p+p_\sigma\} = \{0\} \quad \dots (1.3.24)$$

これらの常微分連立方程式を解く方法は種々のものが考えられる。ここでは、次に示す2つの方法について検討する。

(A) 陽(explicit)に解く方法

(B) クランク・ニコルソン法で解く方法

また、煙流動計算法には、定常の場合については既に定式化したように、

(a) 圧力仮定法

(b) 流量仮定法

があり、非定常の場合についてもこの両者の計算の流れについて検討する。

(A) 陽に解く方法

この方法は、時間 t において既知の ρ 、 P の値を用いて時間 $t+\Delta t$ における値を決定する方法であり、単純であるが、時間刻み Δt を十分小さく取る必要がある。

時間 t における値を上付添え字 n 、時間 $t+\Delta t$ における値を $n+1$ で示すと、(1.3.4) (1.3.5) 式はそれぞれ次のように表現できる。

$$\{C_1 \rho^{n+1}\} = \{C_1 \rho^n\} - [I] \{w^n\} + \{W^n\} \quad \dots (1.3.34)$$

$$\{C_2 P^{n+1}\} = \{C_2 P^n\} - [I] \{wT^n\} + \{Q^n\} \quad \dots (1.3.35)$$

$$\text{ただし、} \quad C_1 = \frac{V}{\Delta t}, \quad C_2 = \frac{V \cdot C_v}{C_p \cdot R \cdot \Delta t} \quad \text{である。}$$

いかなる時間に関しても、次の関係は成立する。

$$w_\lambda = f_\lambda(p_\lambda, \rho_i, \rho_j, b_\lambda, h_\lambda, \alpha_\lambda) \quad \dots (1.3.11)$$

$$\{p+p_\sigma\} = [I'] \{P\} \quad \dots (1.3.10)$$

計算の流れは図-1.3.13のようになる。

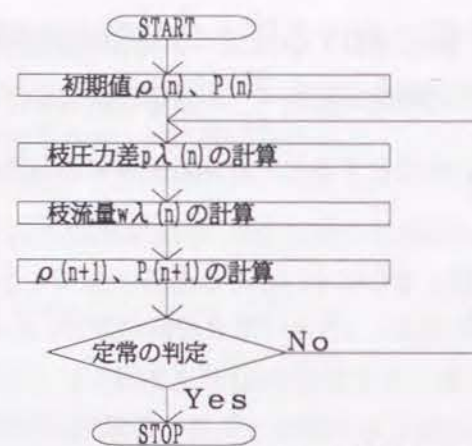


図-1.3.13 計算の流れ

(B) クランク・ニコルソン法で解く場合

重み $\frac{1}{2}$ のクランク・ニコルソン法で解く場合の関係式は次のようになる。

$$\{C_1 \rho^{n+1}\} + \frac{1}{2}[I] \{w^{n+1}\} - \{X\} = \{0\} \quad \dots (1.3.38)$$

$$\{C_2 P^{n+1}\} + \frac{1}{2}[I] \{(wT)^{n+1}\} - \{Y\} = \{0\} \quad \dots (1.3.39)$$

$$\text{ただし、}\{X\} = \{C_1 \rho^n\} - \frac{1}{2}[I] \{w^n\} + \frac{1}{2}\{w^{n+1} + w^n\}$$

$$\{Y\} = \{C_2 P^n\} - \frac{1}{2}[I] \{(wT)^n\} + \frac{1}{2}\{(wT)^{n+1} + (wT)^n\}$$

であり、ともに既知である。また、

$$C_1 = \frac{V}{\Delta t}, \quad C_2 = \frac{V \cdot C_v}{C_p \cdot R \cdot \Delta t}$$

である。

いかなる時間に関しても、次の関係が成立する。

$$w_\lambda = f_\lambda(p_\lambda, \rho_i, \rho_j, b_\lambda, h_\lambda, \alpha_\lambda) \quad \dots (1.3.11)$$

$$\text{または、} p_\lambda = g_\lambda(w_\lambda, \rho_i, \rho_j, b_\lambda, h_\lambda, \alpha_\lambda) \quad \dots (1.3.26)$$

$$\{p + p_\sigma\} = [I'] \{F\} \quad \dots (1.3.10)$$

$$\text{または、} [L] \{p + p_\sigma\} = \{0\} \quad \dots (1.3.24)$$

(B-1) 圧力仮定法による計算

圧力仮定法は、全節点の数を m 個とすると、以下のような手順で、それぞれ $m-1$ 個、合計 $2(m-1)$ 個の未知数 ρ^{n+1} 、 P^{n+1} を決定する方法である。

[step-1] ρ^{n+1} 、 P^{n+1} を仮定する。

[step-2] (1.3.10)式を用いて、 p_λ^{n+1} を求める。

[step-3] (1.3.11)式より、 w_λ^{n+1} を求める。

[step-4] 仮定値 ρ^{n+1} 、 P^{n+1} が正確値でない場合には、(1.3.38) (1.3.39)式はそれぞれ偏差 $\{\Delta X\}$ $\{\Delta Y\}$ を生じる。もし、偏差が $\{\Delta X\} < \delta$ 、 $\{\Delta Y\} < \varepsilon$ を同時に満足するとき、仮定値 ρ^{n+1} 、 P^{n+1} は

正確値であると見なす。(1.3.38) (1.3.39)式が偏差を含むとき、次式となる。

$$\{C_1 \rho^{n+1}\} + \frac{1}{2}[I] \{w^{n+1}\} - \{X\} = \{\Delta X\} \quad \dots (1.3.40)$$

$$\{C_2 P^{n+1}\} + \frac{1}{2}[I] \{(wT)^{n+1}\} - \{Y\} = \{\Delta Y\} \quad \dots (1.3.41)$$

[step-5] 偏差が許容範囲内にはない場合には、仮定値 ρ^{n+1} 、 P^{n+1} の補正を行なう。

$$d(\Delta X_j) = \sum_k \frac{\partial \Delta X_j}{\partial \rho_k} d\rho_k + \sum_k \frac{\partial \Delta X_j}{\partial P_k} dP_k \quad \dots (1.3.42)$$

ただし、 $\delta_{jk} = \begin{cases} 1 & k=j \\ 0 & k \neq j \end{cases}$ を用いるとき、

$$\frac{\partial \Delta X_j}{\partial \rho_k} = C_1 \delta_{jk} + \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial w_\lambda}{\partial \rho_k}$$

$$\frac{\partial \Delta X_j}{\partial P_k} = \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial w_\lambda}{\partial P_k}$$

$$= \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} \frac{\partial p_\lambda}{\partial P_k}$$

$$= \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} \Gamma_{\lambda k}$$

$$d(\Delta Y_j) = \sum_k \frac{\partial \Delta Y_j}{\partial \rho_k} d\rho_k + \sum_k \frac{\partial \Delta Y_j}{\partial P_k} dP_k \quad \dots (1.3.43)$$

ただし、 $\delta_{jk} = \begin{cases} 1 & k=j \\ 0 & k \neq j \end{cases}$ を用いるとき、

$$\frac{\partial \Delta Y_j}{\partial \rho_k} = \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_\lambda}{\partial \rho_k}$$

$$\frac{\partial \Delta Y_j}{\partial P_k} = C_2 \delta_{jk} + \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_\lambda}{\partial P_k}$$

$$= C_2 \delta_{jk} + \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_\lambda}{\partial p_\lambda} \frac{\partial p_\lambda}{\partial P_k}$$

$$= C_2 \delta_{jk} + \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_\lambda}{\partial p_\lambda} \Gamma_{\lambda k}$$

偏差には上式のような関係があるから、偏差 $\{\Delta X\}$ 、 $\{\Delta Y\}$ と仮定値の補正量 $\{\Delta \rho\}$ 、 $\{\Delta P\}$ との間には次の関係が得られる。

$$\begin{bmatrix} C_1 \delta_{jk} + \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial w_\lambda}{\partial \rho_k} & \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_\lambda}{\partial \rho_k} \\ \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} \Gamma_{\lambda k} & C_2 \delta_{jk} + \frac{1}{2} \sum_\lambda I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_\lambda}{\partial p_\lambda} \Gamma_{\lambda k} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta \rho \\ \Delta P \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \Delta X \\ \Delta Y \end{Bmatrix} \quad \dots (1.3.44)$$

この $2(m-1)$ 元の連立方程式を解いて得られた補正量を用いて仮定値を補正する。

$$\rho^{n+1} \leftarrow \rho^{n+1} + c \cdot \Delta \rho \rightarrow \rho^{n+1}$$

$$P^{n+1} \leftarrow P^{n+1} + c \cdot \Delta P \rightarrow P^{n+1}$$

ただし、 c は修正ニュートン法で使用する修正係数である。

[step-6] 補正した値を使用して、 $\{\Delta X\} < \delta$ 、 $\{\Delta Y\} < \varepsilon$ を満足するまで、[step-1]から繰り返す。

以上の計算の流れを、図-1.3.14に示す。

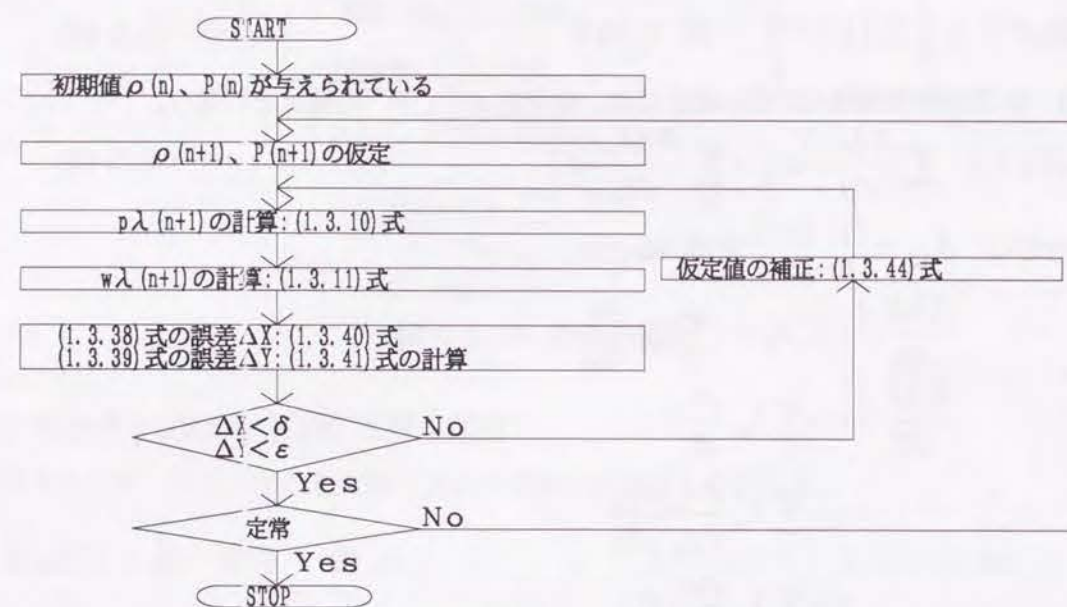


図-1.3.14 圧力仮定法の計算の流れ

(B-2) 流量仮定法による計算

全節点の数を m 、全枝の数を α とすると、ループの数 β は

$$\beta = \alpha - (m - 1)$$

である。流量仮定法は、以下のような手順で m 個の未知数 ρ^{n+1} と β 個の未知数 \tilde{w}^{n+1} を決定する方法である。ただし、 $\{\tilde{w}\}$ はループ流量である。

以下に計算の具体的な流れを示す。

[step-1] ρ^{n+1} 、 \tilde{w}^{n+1} を仮定する。

[step-2] 枝流量を、木の枝流量 w_t と補木すなわちループ流量 \tilde{w} とに分離して表現するとき、

(1.3.38)式より次式が得られる。

$$\{w_t^{n+1}\} = [L_t'] \{\tilde{w}^{n+1}\} - [I_t]^{-1} [C_1 \rho^{n+1}] + [I_t]^{-1} [X] \quad \dots (1.3.45)$$

ただし、 $[L_t'] = -[I_t]^{-1} [I_1]$ であり、ループ行列の木の枝に関する部分の転置行列である。従って、ループ流量が与えられれば、残りの $(\alpha - \beta)$ 個の枝流量の仮定値が与えられる。

[step-3] (1.3.26)式の陽な表現式、または(1.3.11)式の逐次近似計算により、枝圧力差 p_{λ}^{n+1} を求める。

[step-4] (1.3.10)式を用いて、 P^{n+1} を求める。これは(1.3.10)式を次のように変形することによって求められる。

$$\{P^{n+1}\} = [I_t']^{-1} \{p_t^{n+1} + p_{\sigma_t}^{n+1}\} \quad \dots (1.3.46)$$

あるいは、 $[I_t']^{-1} = ([I_t]^{-1})' \equiv [J]$ とすると次のように表わすこともできる。

$$p_j^{n+1} = \sum_{\lambda \in \text{tree}} J_{j\lambda} (p_{\lambda_t}^{n+1} + p_{\sigma_{\lambda_t}}^{n+1}) \quad \dots (1.3.46')$$

[step-5] 仮定値 ρ^{n+1} 、 \tilde{w}^{n+1} が正確値でない場合には、(1.3.24) (1.3.39)式はそれぞれ偏差 $\{\Delta X\}$ $\{\Delta$

$Y\}$ を生じる。もし、偏差が $\{\Delta X\} < \delta$ 、 $\{\Delta Y\} < \varepsilon$ を同時に満足するとき、仮定値 ρ^{n+1} 、 \tilde{w}^{n+1} は正確値であるとみなす。

(1.3.24) (1.3.39)式が偏差を含むとき次式となる。

$$[L] \{p^{n+1} + p_{\sigma}^{n+1}\} = \{\Delta X\} \quad \dots (1.3.47)$$

$$\{C_2 \sum_{\lambda \in \text{tree}} J_{j\lambda} (p_{\lambda_t}^{n+1} + p_{\sigma_{\lambda_t}}^{n+1})\} + \frac{1}{2} [I] \{(wT)^{n+1}\} - \{Y\} = \{\Delta Y\} \quad \dots (1.3.48)$$

[step-6] 偏差が許容範囲内でない場合には、仮定値 ρ^{n+1} 、 \tilde{w}^{n+1} の補正を行なう。

$$d(\Delta X_{\eta}) = \sum_{\xi} \frac{\partial \Delta X_{\eta}}{\partial \tilde{w}_{\xi}} d\tilde{w}_{\xi} + \sum_k \frac{\partial \Delta X_{\eta}}{\partial \rho_k} d\rho_k \quad \dots (1.3.49)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta X_{\eta}}{\partial \tilde{w}_{\xi}} &= \sum_{\lambda} L_{\eta\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial \tilde{w}_{\xi}} \\ &= \sum_{\lambda} L_{\eta\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial w_{\lambda}} \frac{\partial w_{\lambda}}{\partial \tilde{w}_{\xi}} \\ &= \sum_{\lambda} L_{\eta\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial w_{\lambda}} L'_{\lambda\xi} \\ \frac{\partial \Delta X_{\eta}}{\partial \rho_k} &= \sum_{\lambda} L_{\eta\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial \rho_k} \end{aligned}$$

$$d(\Delta Y_j) = \sum_{\xi} \frac{\partial \Delta Y_j}{\partial \tilde{w}_{\xi}} d\tilde{w}_{\xi} + \sum_k \frac{\partial \Delta Y_j}{\partial \rho_k} d\rho_k \quad \dots (1.3.50)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta Y_j}{\partial \tilde{w}_{\xi}} &= C_2 \sum_{\lambda \in \text{tree}} J_{j\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial \tilde{w}_{\xi}} + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_{\lambda}}{\partial \tilde{w}_{\xi}} \\ &= C_2 \sum_{\lambda \in \text{tree}} J_{j\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial w_{\lambda}} \frac{\partial w_{\lambda}}{\partial \tilde{w}_{\xi}} + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_{\lambda}}{\partial p_{\lambda}} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial \tilde{w}_{\xi}} \\ &= C_2 \sum_{\lambda \in \text{tree}} J_{j\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial w_{\lambda}} L'_{\lambda\xi} + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_{\lambda}}{\partial p_{\lambda}} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial w_{\lambda}} L'_{\lambda\xi} \\ \frac{\partial \Delta Y_j}{\partial \rho_k} &= C_2 \sum_{\lambda \in \text{tree}} J_{j\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial \rho_k} + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_{\lambda}}{\partial \rho_k} \end{aligned}$$

偏差には上式のような関係があるから、偏差 $\{\Delta X\}$ 、 $\{\Delta Y\}$ と仮定値の補正量 $\{\Delta \tilde{w}\}$ 、 $\{\Delta \rho\}$ との間には次の関係が得られる。

$$\begin{bmatrix} \sum_{\lambda} L_{\eta\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial w_{\lambda}} L'_{\lambda\xi} & \sum_{\lambda} L_{\eta\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial \rho_k} \\ C_2 \sum_{\lambda \in \text{tree}} J_{j\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial w_{\lambda}} L'_{\lambda\xi} + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_{\lambda}}{\partial p_{\lambda}} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial w_{\lambda}} L'_{\lambda\xi} & C_2 \sum_{\lambda \in \text{tree}} J_{j\lambda} \frac{\partial p_{\lambda}}{\partial \rho_k} + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} I_{j\lambda} \frac{\partial (wT)_{\lambda}}{\partial \rho_k} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta \tilde{w} \\ \Delta \rho \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \Delta X \\ \Delta Y \end{Bmatrix} \quad (1.3.51)$$

[step-7] この β 元の連立方程式を解いて得られた補正量を用いて仮定値を補正する。

$$\begin{aligned} \tilde{w}^{n+1} - c \cdot \Delta \tilde{w} &\rightarrow \tilde{w}^{n+1} \\ \rho^{n+1} - c \cdot \Delta \rho &\rightarrow \rho^{n+1} \end{aligned}$$

ただし、 c は修正ニュートン法で使用する修正係数である。

[step-8] 補正した値を使用して、 $\{\Delta X\} < \delta$ 、 $\{\Delta Y\} < \varepsilon$ を満足するまで、[step-1]から繰り返す。

以上の計算の流れを、図-1.3.15に示す。

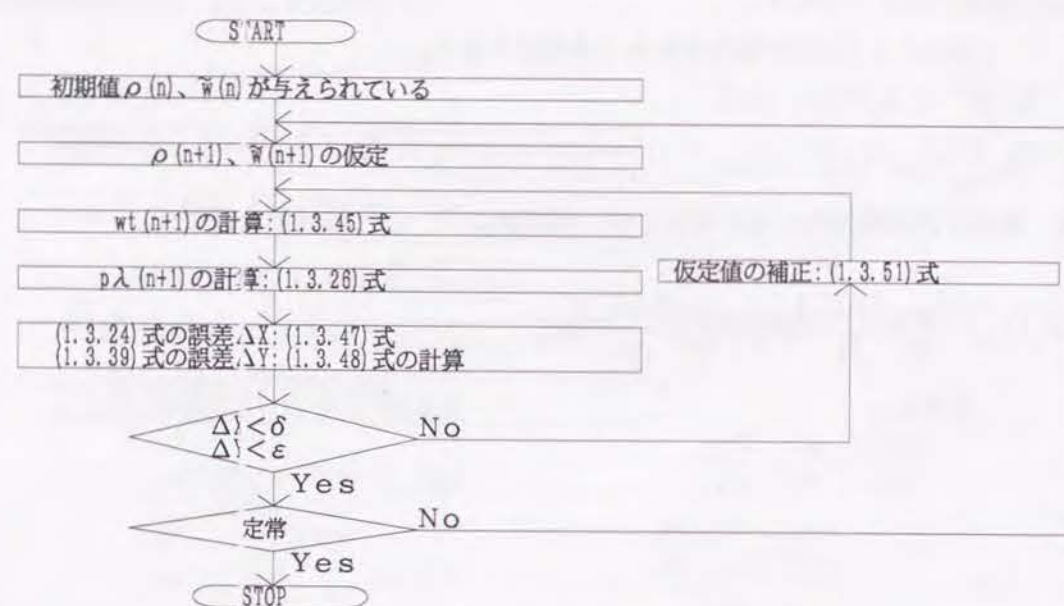


図-1.3.15 流量仮定法の計算の流れ

(C) 圧力の時間勾配項の影響の検討

図-1.3.4に示した、節点数 $n=5$ 、枝数 $\beta=7$ の単純な建物について、圧力の時間勾配項を考慮した場合と無視した場合の計算を行い、両者の比較により圧力の時間勾配項の影響を検討する。

室の初期の温度条件を、表-1.3.3に示す。

表-1.3.3 計算の初期温度条件

節点(室)	(1)	(2)	(3)	(4)
初期温度[°C]	15	15	40	20

開口部は全て開放とし、流量係数は0.7を使用した。火災室は節点番号(3)の室であり、発熱量が0.5t[kcal/s]の時間に比例する関数で与えられるとした。図-1.3.16に各室の温度変化の計算結果を、図-1.3.17に各室での床面圧力の時間変化の計算結果を示す。図中、実線は圧力の時間勾配項を考慮した計算値、破線は圧力の時間勾配項を無視した計算値を示す。なお、計算の時間ステップは0.1秒である。

図-1.3.16、1.3.17から、圧力の時間勾配項を考慮した計算と無視した計算とは、よく一致していることがわかる。従って、気密性の低い状態での通常の建築火災においては、圧力の時間勾配項を無視することは許容される。

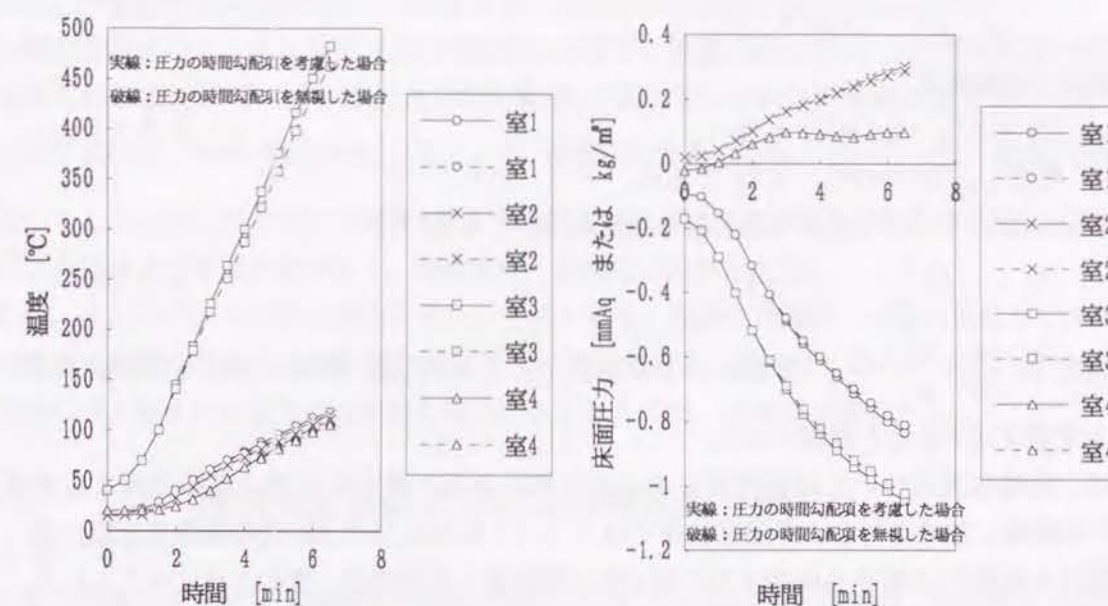


図-1.3.16 温度の時間変化の計算結果 図-1.3.17 圧力の時間変化の計算結果

1-3-11 避難行動に伴うインシデンス行列の時間変化を考慮した圧力仮定法による非定常煙流動計算

(1) 計算に用いる式および計算の流れ

火災時の煙流動性状は、避難経路である開口部の開閉状態により大きく影響を受ける。これは一般に避難経路は有効面積が大きく、一旦煙が流入すれば煙流動の主流を形成しやすいからである。また、常に煙層と空気層が二層を形成したままということではなく、煙の伝播にともなう混合や煙温度の低下により、完全混合の形態をとることもあると考えられる。ここでは、煙流動が完全混合の状態で伝播していくとした場合の避難経路の時間的な変化を考慮しうる、圧力仮定法に基づいた非定常計算法について述べる。

前述の完全混合定常計算との相違点は、各節点での質量収支の時間変化、熱収支および必要な場合には濃度収支の時間変化の式を考慮することである。さらに避難性状などに対応したインシデンス行列の時間変化があり、それに対する処理法についても考慮する必要がある。

計算に使用する式は次式のごとくである。

(a) 枝圧力差 p と節点圧力 P との関係

$$\{p\} + \{p_o\} = [I'] \{P\} \quad \dots (1.3.10)$$

(b) 枝流量 w を与える関係

$$w_\lambda = f_\lambda(p_\lambda, \rho_i, \rho_j, \alpha_\lambda, b_\lambda, h_\lambda) \quad \dots (1.3.11)$$

(c) 節点での流量収支

$$\{HA \frac{d\rho}{dt}\} = -[I]\{w\} + \{W\} \quad \dots (1.3.51)$$

あるいは、火災は一般に大気圧下で生じるとし、状態方程式より $\rho T = \text{const.}$ の関係を用いて、次の温度を用いた式を得る。

$$\left\{ -\frac{HA}{T} \frac{dT}{dt} \right\} = -[I] \{w\} + \{W\} \quad \dots (1.3.51')$$

(d) 節点での熱収支

$$\{0\} = -C_p \cdot [I] \{wT\} + \{Q\} \quad \dots (1.3.5')$$

ただし、 $\{wT\} = w^+T_i - w^-T_j$ である。

あるいは、(1.3.5') 式より得られる次式を用いても良い。

$$\{0\} = -[I] \left\{ \frac{w}{\rho} \right\} - \left\{ \frac{Q}{C_p \rho T} \right\} \quad \dots (1.3.52)$$

ただし、 $\frac{w}{\rho} = \frac{w^+}{\rho_i} - \frac{w^-}{\rho_j}$ である。このとき、(1.3.52) 式は、節点における体積は一定であること

を表す式であると解釈できる。

計算は、流量収支については各時刻において定常になると仮定するが、定常計算では質量収支式 (1.3.12) を使用したのに対し、非定常計算では (1.3.5') または (1.3.52) 式の関係式を用いる。このとき、流量収支の誤差 $\{\Delta W\}$ から床面圧力の仮定値の補正量との関係は、次のように与えられる。

$$\{\Delta P\} = ([I] \left[\frac{\partial \{wT\}}{\partial p} \right] [I'])^{-1} \{\Delta W\}$$

したがって、 $\{P-c \cdot \Delta P\}$ により、節点の床面圧力の補正を行う。ただし、 c は補正係数であり、通常 0.6 程度の値を使用する。

流量が収支した段階で (1.3.51') 式により次のステップの温度変化を求め、非定常計算を進める。図 1.3.18 に、避難行動に伴う開口条件の変化を考慮した、圧力仮定法による非定常完全混合の場合の計算の流れを示す。



図-1.3.18 圧力仮定法による非定常完全混合の煙流動計算の流れ

(2) 避難時の開口部の開閉に伴う処理法

非定常計算では避難性状と対応して開閉される開口部の状況に応じて、避難経路の木の接続、切断を行なう煙流動計算が要求される。この状況は、インシデンス行列そのものを枝の接続、切断にともなって時刻ごとに变化させればよい。しかしこの方法を直接用いるとプログラム自身に影響が及ぶこ

とになり、時々刻々の変化を扱うにはあまり良い方法とは言えない。

その他の方法として、インシデンス行列は変化させずに流量係数 α を 0 とした行列の積を計算し、その結果得られる正方行列に対して、全ての要素が 0 となっている行と列を取り除くという方法もある。この方法によれば、Newton 法を例にとると、 $[I]$ を変化させるよりも、 $[I] \left[\frac{\partial f}{\partial p} \right] [I']$ を求めた後、結果

として出てくる正方行列の全ての要素が 0 なる行と列を取り除く方が簡単だからである。この方法では、プログラム自身の変更は必要がなく、時間変化への対応が容易である。

さらに、インシデンス行列を変化させない方法として、閉鎖された開口部流量係数を 0 ではないが係数行列が意味を持つ程度の小さな値とすることも可能である。通常はこの方法が使い易いが、節点同士が完全に切り離された場合には誤差を持つことになるので、注意が必要である。

1-3-12 流量仮定法による非定常煙流動計算

(1) はじめに

これまで流量仮定法による非定常煙流動計算は行われていない。ここでは、流量仮定法による定常煙流動計算を拡張した完全混合の場合の非定常煙流動計算について述べる。

§1-3-8 で述べた流量仮定法による定常計算は、温度は一定の与条件とし、流れの場の釣り合いのみを求めている。現実の場では流れにともなって温度は変化し、さらに濃度を求めることも必要となる。

非定常計算では、各時間においては温度、濃度は一定であるとして、流れの場の釣り合いのみを考える。このとき定常計算で用いた方法をそのまま適用できる。ところで、定常計算では温度は一定の既知量としたために、流量収支式と熱エネルギー収支式のうちのどちらか一つを用いて流れの場を決定すればよく、発生項に曖昧さのない流量収支式を用いてきた。しかし非定常の場合には 2 つの式は独立であり、流量仮定法では熱エネルギー式から得られる関係式を流れ場を決定するための式として用いて、各時間での定常計算を行う。熱エネルギー式は、圧力の時間勾配を無視し温度を固定した場を用いるときには、流れの場の釣り合いを与える関係式となるからである。なお、熱エネルギー収支式は節点での壁への熱伝達や燃焼による発熱などの発熱項を含む。その表現法には精粗様々な取り扱いがあるが、ここではその取り扱い方を論ずることが目的ではないので、発熱項は既知とした処理を行うこととする。

次に、非定常計算では流れの場により持ち込まれる熱エネルギーや濃度の収支により、温度や濃度の時間変化を求める必要がある。このためには、節点の温度変化の関係式や濃度収支式を用いる。なお、避難に伴う接続の変化については圧力仮定法と同一の取り扱いが可能である。

以上のような理解の下に、以下では非定常の完全混合の場合について、流量仮定法で用いる関係式と計算の流れを詳しく検討する。

(2) 計算に用いる基礎式

計算に用いる式は次のとおりであり、前節で述べた圧力仮定法との違いは枝圧力差と節点圧力との関係を用いず、この関係をループ圧力 and の収支式に変換して使用する点である。

(a) ループの圧力 and の収支式

$$[L] \{p + p_\sigma\} = \{0\} \quad \dots (1.3.24)$$

(b) 節点での流量収支

完全混合の場合には、室の躯体の変化は無視して良いので、室の体積 V は一定であるから次式を得る。

$$\left\{ V \frac{d\rho}{dt} \right\} = -[I] \{w\} + \{W\} \quad \dots (1.3.51)$$

あるいは、火災は一般に大気圧下で生じるとし、状態方程式より $\rho T = \text{const.}$ の関係を用いて、次の温度を用いた式を得る。

$$\left\{ -\frac{V}{T} \frac{dT}{dt} \right\} = -[I] \{w\} + \{W\} \quad \dots (1.3.51')$$

この関係式は節点の温度変化を計算するために用いられる。

(c) 節点での熱収支

§1-3-10で検討したように、通常の建築火災では圧力の時間勾配項が無視できるので、熱エネルギー収支式(1.3.5')を用いる。

$$\{0\} = -C_p \cdot [I] \{wT\} + \{Q\} \quad \dots (1.3.5')$$

ただし、 $(wT) = w^+ T_i - w^- T_j$

この節点での熱収支の関係から、§1-3-8(2)で行なったのと同様にして、ループの正味エネルギー流量 $(\bar{w}T)$ の重ね合わせにより、木を構成する枝の正味エネルギー流量を求める次の関係式が得られる。

$$C_p \{(\bar{w}T)_i\} = C_p [L_i'] \{(\bar{w}T)\} + [L_i']^{-1} \{Q\} \quad \dots (1.3.53)$$

この式は定常の場合の(1.3.25)式に対応する。

(d) 枝の正味エネルギー流量が与えられた場合の枝圧力差を求める関係

枝流量が与えられたときの枝圧力差を求める式は次式である。

$$p_\lambda = g_\lambda(w_\lambda, \rho_i, \rho_j, b_\lambda, h_\lambda, \alpha_\lambda) \quad \dots (1.3.26)$$

ただし、(1.3.26)式は(1.3.11)式の逆表現になっているが、(c)からわかるように、流量仮定法による非定常計算においてはループの枝流量 \bar{w} ではなく、ループの正味エネルギー流量 $(\bar{w}T)$ を仮定値とする。この仮定値に対して、(1.3.53)式から残りの全ての枝の正味エネルギー流量を求める。これらの正味エネルギー流量が与えられた場合の枝圧力差 p を計算する必要がある。

しかし、§1-3-8(3)で述べたように、我々の問題では、正味エネルギー流量から圧力差を求める陽な表現は困難である。ここでは枝圧力差 p を仮定値として(1.3.26)式を満足する流量 w を求め、それから得られる枝の正味エネルギー流量 (wT) が、既定した正味エネルギー流量と等しくなるまで、枝圧力差を補正する逐次近似法を用いる。ところで、(1.3.26)式を用いることにより、温度が固定された場における正味エネルギー流量の誤差 $\Delta(wT)$ と仮定値の補正量 Δp との関係は次式のように与えられる。

$$\Delta(wT) = \left\{ \frac{\partial w^+}{\partial p} T_i - \frac{\partial w^-}{\partial p} T_j \right\} \cdot \Delta p \quad \dots (1.3.54)$$

従って、正味エネルギー流量が既定の値と $\Delta(wT)$ の誤差を持つとき、(1.3.54)式により得られる枝圧力差の補正量 Δp を用いて、新しい枝圧力差の仮定値を $p - c \cdot \Delta p$ として繰り返す。ここで、 c は補正係数であり、通常1.0を用いて良い。

(3) 計算の流れ

計算の大きな流れは次のとおりである。

[step-1] ループの正味エネルギー流量 $(\bar{w}T)$ を仮定し、(1.3.53)式を用いて残りの枝の正味エネルギー流量 (wT) を求める。

[step-2] 与えられた枝の正味エネルギー流量から、枝圧力差を求める。ただし、(d)で述べたように、枝の正味エネルギー流量が与えられた場合の枝圧力差 p を求めるために、ここでは逐次近似法を用いる。

[step-3] ループ流量が正確値でない場合、このようにして得られた枝圧力差は(1.3.24)式を満足しない。従って、仮定したループ流量が(1.3.24)式を満足するまで、逐次近似によりループ流量の補正を行う必要がある。

定常の場合の(1.3.30)式に対応して、ループ圧力差の収支誤差 $\Delta \bar{p}$ からループの正味エネルギー流量 $(\bar{w}T)$ の仮定値の補正量を求める関係式が必要である。この関係式はNewton法を用いれば、次のように表わされる。

$$\{\Delta \bar{p}\} = [L] \left[\frac{1}{\frac{\partial (\bar{w}T)}{\partial p}} \right] [L'] \{\Delta(\bar{w}T)\} \quad \dots (1.3.55)$$

$$\text{ここで、} \frac{\partial (\bar{w}T)}{\partial p} = T_i \frac{\partial w^+}{\partial p} - T_j \frac{\partial w^-}{\partial p}$$

上式の $\Delta(\bar{w}T)$ を用いて、ループの正味エネルギー流量の仮定値を $(\bar{w}T) - c \cdot \Delta(\bar{w}T)$ によって補正し、(1.3.24)式のループ圧力差の関係式を満足するまで、逐次近似を繰り返す。

[step-4] 枝の正味エネルギー流量を決定した後、(1.3.51')式により次のステップの温度を求める。

[step-5] 避難に伴う開口条件の変化を与え、Step-1に戻る。

避難に伴う開口条件の変化を考慮した、流量仮定法による非定常完全混合の場合の計算の流れを図-1.3.19に示す。

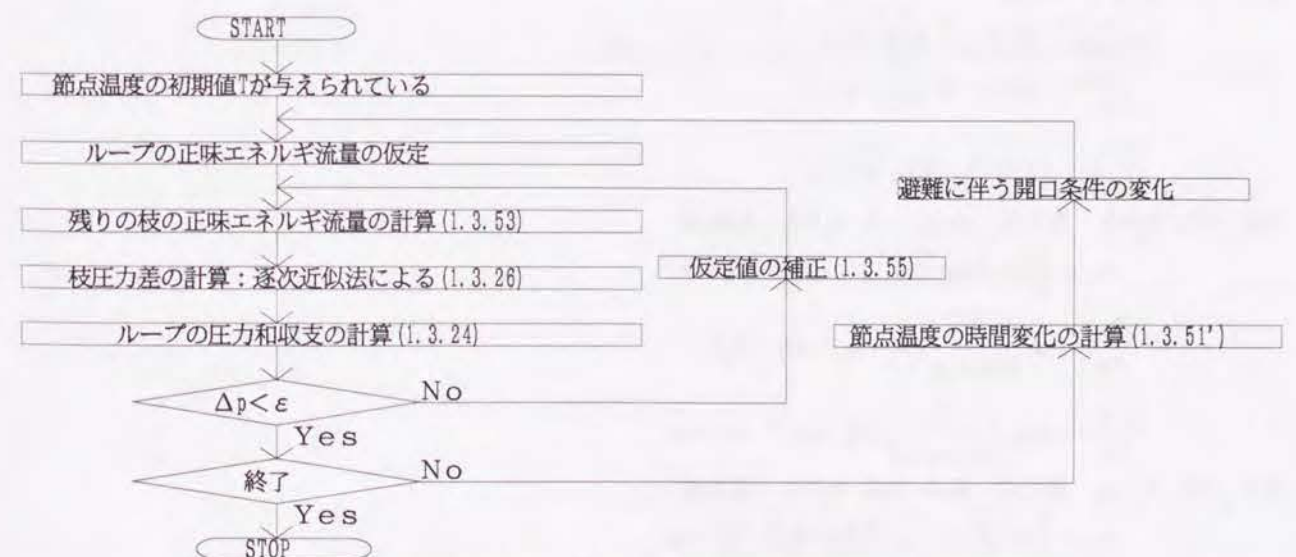


図-1.3.19 流量仮定法による非定常完全混合の場合の計算の流れ

1-3-13 まとめ

避難時に時々刻々変化する扉の開閉に伴う煙伝播への影響を予測することを可能とする計算体系を構築した。ここでのインシデンス行列の時間的な変化を考慮した体系化により、避難安全評価を行なうには煙の伝播予測を行なう必要があると同時に煙の伝播は避難行動により影響を受けるという避難と煙伝播との相互関係を考慮することが可能となったと考えられる。

また、ここで構築した手法にしたがえば、避難と煙伝播予測との関係を圧力仮定法、流量仮定法共に取り扱えることを示した。高層建築物などでは、流量仮定法は解くべき連立方程式の元数が圧力仮定法よりも小さくなるために、圧力仮定法よりも計算上有利となる場合があることを示した。

Appendix - 1.A (w_λ , $\frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda}$ および $\frac{\partial^2 w_\lambda}{\partial p_\lambda^2}$ の計算式一覧)

図-1.A.1のごとく、 h_1 を開口下端高さ、 h_2 を開口上端高さ、 h_n を中性帯高さとする。

$\Delta \rho_\lambda = 0$, $p_\lambda > 0$ のとき

$$w_\lambda = ab(h_2 - h_1)\sqrt{2\rho_i|p_\lambda|}$$

$$\frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} = \frac{1}{2}ab(h_2 - h_1)\sqrt{2\rho_i|p_\lambda|}^{-\frac{1}{2}}$$

$$\frac{\partial^2 w_\lambda}{\partial p_\lambda^2} = -\frac{1}{4}ab(h_2 - h_1)\sqrt{2\rho_i|p_\lambda|}^{-\frac{3}{2}}$$

$\Delta \rho_\lambda = 0$, $p_\lambda < 0$ のとき

$$w_\lambda = -ab(h_2 - h_1)\sqrt{2\rho_j|p_\lambda|}$$

$$\frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} = \frac{1}{2}ab(h_2 - h_1)\sqrt{2\rho_j|p_\lambda|}^{-\frac{1}{2}}$$

$$\frac{\partial^2 w_\lambda}{\partial p_\lambda^2} = -\frac{1}{4}ab(h_2 - h_1)\sqrt{2\rho_j|p_\lambda|}^{-\frac{3}{2}}$$

$\Delta \rho_\lambda < 0$, $h_n < h_1$ または $\Delta \rho_\lambda > 0$, $h_n > h_2$ のとき

$$w_\lambda = \frac{2}{3}ab\sqrt{2g\rho_i|\Delta\rho_\lambda|}||h_2 - h_n|^{\frac{3}{2}} - |h_1 - h_n|^{\frac{3}{2}}|$$

$$\frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} = ab\sqrt{\frac{2\rho_i}{|\Delta\rho_\lambda|g}}||h_2 - h_n|^{\frac{1}{2}} - |h_1 - h_n|^{\frac{1}{2}}|$$

$$\frac{\partial^2 w_\lambda}{\partial p_\lambda^2} = \frac{1}{2}ab\sqrt{\frac{2\rho_i}{(|\Delta\rho_\lambda|g)^3}}||h_2 - h_n|^{-\frac{1}{2}} - |h_1 - h_n|^{-\frac{1}{2}}|$$

$\Delta \rho_\lambda < 0$, $h_n > h_2$ または $\Delta \rho_\lambda > 0$, $h_n < h_1$ のとき

$$w_\lambda = \frac{2}{3}ab\sqrt{2g\rho_j|\Delta\rho_\lambda|}||h_2 - h_n|^{\frac{3}{2}} - |h_1 - h_n|^{\frac{3}{2}}|$$

$$\frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} = ab\sqrt{\frac{2\rho_j}{|\Delta\rho_\lambda|g}}||h_2 - h_n|^{\frac{1}{2}} - |h_1 - h_n|^{\frac{1}{2}}|$$

$$\frac{\partial^2 w_\lambda}{\partial p_\lambda^2} = \frac{1}{2}ab\sqrt{\frac{2\rho_j}{(|\Delta\rho_\lambda|g)^3}}||h_2 - h_n|^{-\frac{1}{2}} - |h_1 - h_n|^{-\frac{1}{2}}|$$

$\Delta \rho_\lambda < 0$, $h_1 < h_n < h_2$ のとき

$$w_\lambda = \frac{2}{3}ab\sqrt{2g|\Delta\rho_\lambda|}(\sqrt{\rho_i}|h_2 - h_n|^{\frac{3}{2}} - \sqrt{\rho_j}|h_1 - h_n|^{\frac{3}{2}})$$

$$\frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} = ab\sqrt{\frac{2}{|\Delta\rho_\lambda|g}}(\sqrt{\rho_i}|h_2 - h_n|^{\frac{1}{2}} + \sqrt{\rho_j}|h_1 - h_n|^{\frac{1}{2}})$$

$$\frac{\partial^2 w_\lambda}{\partial p_\lambda^2} = \frac{1}{2}ab\sqrt{\frac{2}{(|\Delta\rho_\lambda|g)^3}}(\sqrt{\rho_i}|h_2 - h_n|^{-\frac{1}{2}} - \sqrt{\rho_j}|h_1 - h_n|^{-\frac{1}{2}})$$

$\Delta \rho_\lambda > 0$, $h_1 < h_n < h_2$ のとき

$$w_\lambda = \frac{2}{3}ab\sqrt{2g|\Delta\rho_\lambda|}(\sqrt{\rho_i}|h_1 - h_n|^{\frac{3}{2}} - \sqrt{\rho_j}|h_2 - h_n|^{\frac{3}{2}})$$

$$\frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda} = ab\sqrt{\frac{2}{|\Delta\rho_\lambda|g}}(\sqrt{\rho_i}|h_1 - h_n|^{\frac{1}{2}} + \sqrt{\rho_j}|h_2 - h_n|^{\frac{1}{2}})$$

$$\frac{\partial^2 w_\lambda}{\partial p_\lambda^2} = \frac{1}{2}ab\sqrt{\frac{2}{(|\Delta\rho_\lambda|g)^3}}(\sqrt{\rho_i}|h_1 - h_n|^{-\frac{1}{2}} - \sqrt{\rho_j}|h_2 - h_n|^{-\frac{1}{2}})$$

図-1.A.2に $\Delta \rho_\lambda < 0$ の場合の w_λ , $\frac{\partial w_\lambda}{\partial p_\lambda}$, $\frac{\partial^2 w_\lambda}{\partial p_\lambda^2}$ の変化の様子の概略図を示す。

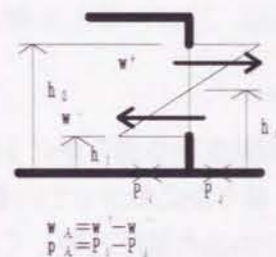
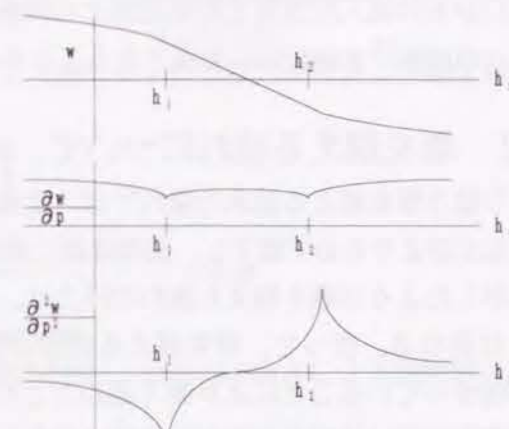


図-1.A.1

図-1.A.2 $\Delta \rho_\lambda < 0$ の場合の関数形の概略図

1-4 二層流としての開口からの煙と空気の流れ

1-4-1 はじめに

従来、室内火災における開口からの煙の流出は、室内を完全混合した一様な温度を持った空間と仮定する換気計算法によることが多く²²⁾、避難に伴う扉の開閉に容易に対応できるインシデンス行列およびループ行列を用いた完全混合の場合の計算法については前節で定式化した。しかし、火災の初期や開口が大となるにつれ、燃焼により生じた高温の煙と開口から流入した常温の空気とは二層を形成する傾向を有する。このような場合には室内を完全混合した一様な温度の空間とは見なせず、二層流として取り扱う必要がある。

二層流としての開口からの流れは、水理学における堰の流れ²¹⁾と類似であると考えられる。堰の流れとの相違点は、空気の密度および空気の流動による境界の圧力変化を考慮しなければならないことである。ここでは、開口からの煙の流れを、水理学と同様の手法を用いることにより、二層流としての取り扱いによって解析を行なう。

さらに、開口からの流入空気量と燃焼速度との関係を求め、従来実験的に得られていた空気流入因子と燃焼速度との関係²³⁾を解析的に表現できることを示す。

1-4-2 堰を越える流れについて

水理学で取り扱う堰を越える流水の流れ²¹⁾は、上流の水平な水面高さから滑らかに下降し、堰頂では上流の水平な水面よりも必ず低下し、流線は堰に垂直ではなく、滑らかに曲がっている。

図-1.4.1に示したような堰を越えた流れの圧力は、上下の水面でのみ大気圧と等しく、内部では一般に大気圧とは異なる。従って、堰を越える内部の流速分布は放物線形とは異なった分布形を持つ。重力と流線が曲がっていることにより働く遠心力との釣り合いから決まる内部圧力の変化を考慮することにより、実際に近い速度分布形が理論的に得られている。このような取り扱いによる堰の流量公式および流量係数が提示され、実測とほぼ一致することが示されている。

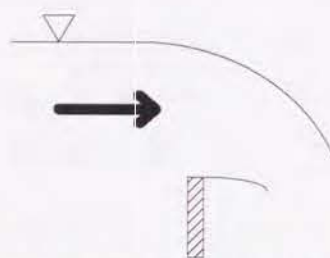


図-1.4.1 堰を越える流水の流れ

1-4-3 従来の二層流による煙の流出の解析

火災時における開口からの煙の流れを二層流として取り扱う方法については、既に幾つかの論文がある^{17, 24, 25)}。それらはすべて、開口から十分離れた室内の煙層と空気層とが水平になった位置での圧力が開口部でもそのまま作用していると考え、外部の静止外気圧との間にベルヌーイの定理を適用したものである。その代表的なものとしてPrahI, Emmonsの方法¹⁷⁾があげられる。彼らの方法による開口での圧力分布および速度分布を図-1.4.2に示す。彼らの導いた結論の主要点は、開口における煙境界

の位置が開口から十分離れた二層を形成した室内と静止外気との中性帯の位置と一致することおよびその位置で煙流・空気流ともに速度が0になる放物線形の速度分布を持つことである。彼らの方法の問題点は、水平な室内煙境界面の高さから中性帯の高さまでの流入空気の行方が明確でないことおよび空気が静止しているときの開口における流線の曲がり方が考慮されていないことである。煙層と空気層の間の混合がないとした場合、空気が静止しているときは水理における堰の流れと等しくなるので、図-1.4.1に示した堰を越える流れに移行する必要がある。しかし、PrahI, Emmonsの方法では図-1.4.3に示したごとくなり、開口においては室内の煙境界よりも必ず高くなるという流線の曲がり方が考慮されていないことになる。

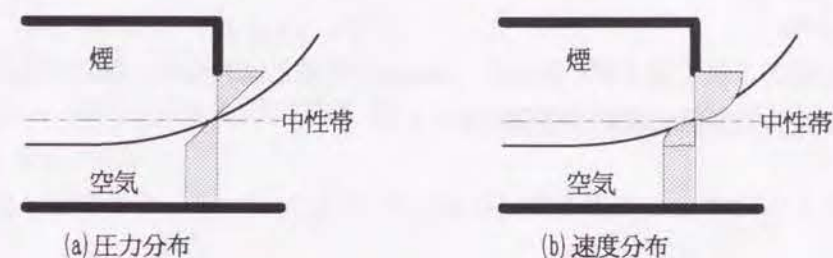


図-1.4.2 PrahI, Emmonsの方法による開口における圧力分布および速度分布

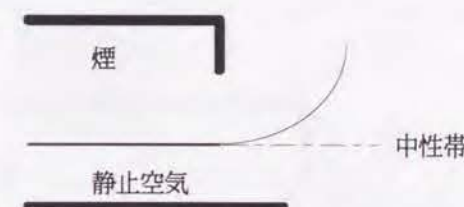


図-1.4.3 空気が静止している場合のPrahI, Emmonsの方法による煙境界の形

1-4-4 二層流としての煙と空気の流れの基礎式

ここでは室の幅が開口に比べて十分大きい場合を考える。従って室内における煙の動圧は、静圧・位置圧と比べて省略できる。また流体の粘性は考えないので煙と空気の境界面でのすべりを許す。

開口からの煙の流出・空気の流入を、図-1.4.4のごとくモデル化する。断面(1)は開口から十分離れた室内の煙と空気の境界面が水平になる位置であり、天井高さ H_1 、煙境界面高さ h_1 、床面圧 $-P_1$ とする。ただし、床面高さでの静止外気圧を0とする。断面IJは開口すぐ外側の煙流の支配断面であり、煙流の流線に対して垂直である。Iは煙流上部境界面、Jは煙流下部境界面を表わす。下部境界面Jの高さを h_2 とし、床面を基準として上方向に z 軸をとる。

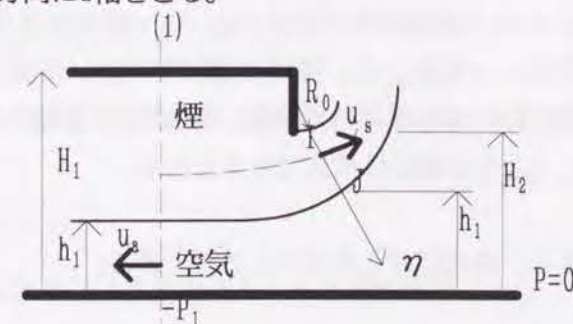


図-1.4.4 開口からの煙の流出と空気の流入

(1) 空気流について

外部の静止外気から断面(1)までのエネルギー収支を考える。空気流の流れは、模式的に図-1.4.5に示すようなものを考える。断面(1)において空気流速は一様と考えられるので、静止外気から断面(1)までのエネルギーの収支式は、次式のごとく表わされる。

$$0 = \frac{\rho_a}{2} \left(\frac{V_a}{\alpha_a b h_1} \right)^2 - P_1 \quad \dots (1.4.1)$$

ただし、 V_a : 流入空気流量 [m^3/s]、 b : 開口幅 [m]、 α_a : 縮流係数、 ρ_a : 空気の密度 [kg/m^3]
(1.4.1)式から、 V_a についての表現を得る。

$$V_a = \alpha_a b h_1 \sqrt{\frac{2}{\rho_a} P_1} \quad \dots (1.4.2)$$

空気流の流れを上述のごとく扱えば、PrahI, Emmonsの方法とは異なり、開口における流速分布について述べる必要がなく、空気流の流線が明確である。

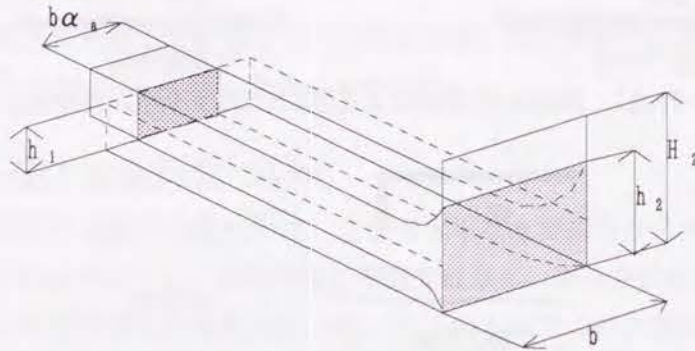


図-1.4.5 空気の流れの模式図

(2) 煙流について

開口において流線は曲がっているため、この影響を考慮する必要がある。このことにより、開口における煙流の流速分布は放物線形ではなく、図-1.4.1に示した堰の流れの流速分布に近いと考えられる。粘性による圧力損失は考えず、また開口外部の煙流の上下境界面はその高さの静止外気圧と等しい圧力を持つと仮定する。このとき、断面(1)と断面IJ間のエネルギーの収支式は、断面IJでの流量係数を α_s とすると、

$$E_s \equiv -P_1 - (\rho_a - \rho_s) g h_1 = \frac{\rho_s}{2} \left(\frac{u_s}{\alpha_s} \right)^2 + P_s + \rho_s g z \quad \dots (1.4.3)$$

ただし、 P_s : 断面IJにおける煙流内部の静圧 [Pa]、 u_s : 煙流流速 [m/s]、 ρ_s : 煙の密度 [kg/m^3]
いま、Iを原点としてJの方向に η 軸をとる。開口上端において、煙流は一度下降した後上昇する性質を持つが、その程度は煙厚に比べて小さいので無視し、Iは開口上端の高さと等しいとする。 η 軸と z 軸とのなす角を β とすると、 z と η の関係は次式で与えられる。

$$z = H_2 - \eta \cos \beta \quad \dots (1.4.4)$$

β は開口近くでは一般に小さく、 $\cos \beta \approx 1$ とみなすことができる。

煙流内部の圧力変化を知るために、IJ断面の流線に対する運動方程式を考える。IJ断面内の流線を同心円で近似し、Iにおける同心円の半径を R_0 とする。外力として、流線が曲がっていることによる遠心力と重力が働いているから、力の釣り合い式は、

$$\frac{\partial P_s}{\partial \eta} = \rho_s g \cos \beta + \rho_s \frac{u_s^2}{R_0 + \eta} \quad \dots (1.4.5)$$

となる。(1.4.3)(1.4.5)式から次の関係を得る。

$$u_s (R_0 + \eta) = \text{const.} \quad \dots (1.4.6)$$

従って、IJ断面内の流速分布は双曲線形になることがわかる。図-1.4.6に内部速度分布の概略図を示す。Iにおける流速を u_I とすると、Iにおいて $P_s = -\rho_s g H_2$ であることから、

$$u_I = \alpha_s \sqrt{\frac{2}{\rho_s} \{-P_1 - (\rho_a - \rho_s) g (h_1 - H_2)\}} \quad \dots (1.4.7)$$

IJの距離を η_1 とし、次式のごとき k を定義する。

$$k (H_2 - h_1) = \eta_1 \cos \beta \quad \dots (1.4.8)$$

Jにおける流速を u_J とすると、 $P_s = -\rho_s g (H_2 - \eta_1 \cos \beta)$ であることから、(1.4.8)式の関係を用いると、

$$u_J = \alpha_s \sqrt{\frac{2}{\rho_s} \{-P_1 - (\rho_a - \rho_s) g (h_1 - H_2) (1 - k)\}} \quad \dots (1.4.9)$$

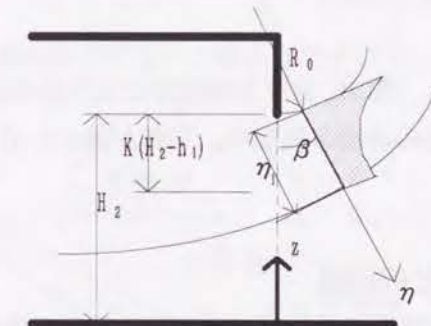


図-1.4.6 開口における煙の流れ

(1.4.6)式を用い、次のごとく k を定義する。

$$\frac{R_0}{R_0 + \eta_1} = \frac{u_J}{u_I} \sqrt{\frac{-P_1 - (\rho_a - \rho_s) g (h_1 - H_2) (1 - k)}{-P_1 - (\rho_a - \rho_s) g (h_1 - H_2)}} \equiv k \quad \dots (1.4.10)$$

(1.4.8)および(1.4.10)式から k を消去して、半径 R_0 についての式を得る。

$$R_0 = \frac{k}{1 - k} \frac{\{-P_1 - (\rho_a - \rho_s) g (h_1 - H_2)\} (1 - k^2)}{(\rho_a - \rho_s) g \cos \beta} \quad \dots (1.4.11)$$

開口からの煙の流出量は、IJ断面の流速を η に関して0から η_1 まで積分して得られる。煙の流出流量を V_s [m^3/s]とすると、

$$V_s = \int_0^{\eta_1} b u_s d\eta = R_0 u_I b \ln \frac{1}{k} \quad \dots (1.4.12)$$

(1.4.12)式に(1.4.7)および(1.4.11)式を代入して整理すると、

$$V_s = C (H_2 - X)^{3/2} \quad \dots (1.4.13)$$

$$\text{ただし、} C = \alpha_s b \frac{k(1+k)}{\cos\beta} \ln \frac{1}{k} \sqrt{\frac{2g(\rho_a - \rho_s)}{\rho_s}}, X = \frac{P_1}{(\rho_a - \rho_s)g} + h_1$$

(1.4.13)式は、放物線形の速度分布を仮定する場合の流量を与える式と形の上では等しいが、Cには双曲線形の速度分布による影響が含まれていることに注意を要する。

kを決定するために、水理学でBe' langerの法則と呼ばれるエネルギー最小の原理を、IJ断面の流れに対して適用する。これを式で表現すると、

$$V_s = \text{const. のとき } \frac{\partial E_s}{\partial k} = 0$$

この原理を(1.4.13)式に適用して、次式を得る。

$$(1+k) \ln \frac{1}{k} + k \ln \frac{1}{k} - (1+k) = 0 \quad \dots (1.4.14)$$

これを解くと、 $k=0.4685$

開口の支配断面IJにおける煙境界の高さ h_2 は、

$$h_2 = H_2 - k(H_2 - h_1) \quad \dots (1.4.15)$$

$$= H_2 + \frac{K(1-k^2)P_1}{(\rho_a - \rho_s)g(k^2 + K - 1)}$$

$$\text{ただし、} K = \frac{\{-P_1 - (\rho_a - \rho_s)g(h_1 - H_2)\}(k^2 - 1)}{(\rho_a - \rho_s)g(h_1 - H_2)}$$

$P_1=0$ すなわち空気が静止しているときは、

$$k^2 + K - 1 = 0 \quad \therefore K = 0.78$$

従って、空気が静止しているとき、開口における煙境界は室内の水平な煙境界面よりも0.22 ($H_2 - h_1$) だけ上昇する。これはPrah! Emmonsの方法と異なり、空気が静止している場合にも流線の曲がり方を考慮できることを示している。

(3) 空気流入量と煙流出量との関係

室内火災においては、流入空気質量流量 W_a [kg/s]と流出煙質量流量 W_s [kg/s]は、一般に次式により関係付けられる。

$$W_s = m W_a \quad \dots (1.4.16)$$

この関係は、室内の燃焼の状態、煙と空気の密度などに影響され、燃焼および熱収支の関係から決定される必要がある。

以上のことから、室内のある床面圧力 P_1 に対して、(1.4.2) (1.4.13) (1.4.16)式を連立させて解いて、 W_a 、 W_s 、 h_1 を得る。ただし、(1.4.13)式において $k=0.4685$ 、 $\cos\beta \doteq 1$ である。

ここで、基礎式(1.4.2) (1.4.13) (1.4.16)式を、次に示す無次元量を用いて無次元化する。

$$\bar{h}_1 = \frac{h_1}{H_2}, \bar{P}_1 = \frac{P_1}{(\rho_a - \rho_s)gH_2}, r = \frac{\rho_s}{\rho_a} \quad \dots (1.4.17)$$

$$(1.4.2) \text{式から } \bar{W}_a = \alpha_a \bar{h}_1 \sqrt{2(1-r)\bar{P}_1} \quad \dots (1.4.2')$$

$$(1.4.13) \text{式から } \bar{W}_s = 0.5216 \alpha_s \sqrt{2r(1-r)(1-X)} \quad \dots (1.4.13')$$

$$\text{ただし、} X = \bar{P}_1 + \bar{h}_1$$

$$(1.4.16) \text{式から } \bar{W}_s = m \bar{W}_a \quad \dots (1.4.16')$$

1-4-5 計算結果および実験との比較

(1.4.2') (1.4.13') (1.4.16')式を解いて得られる \bar{W}_a 、 \bar{W}_s 、 \bar{h}_1 の変化の様子を図-1.4.7、1.4.8に示す。流量係数は、空気流・煙流ともに0.85とし、煙と空気の密度の比 r は、Prah! Emmonsの実験¹⁷⁾と同じ値 $r=0.79$ を用いた。

図-1.4.7に、無次元化した室内床面圧力 \bar{P}_1 の変化に対する \bar{h}_1 、 \bar{h}_2 、 \bar{W}_s の変化を $m=2$ の場合について示す。同図から、 \bar{W}_s 、 \bar{W}_a 、 \bar{h}_1 はある \bar{P}_1 に対して極大値を持つことがわかる。

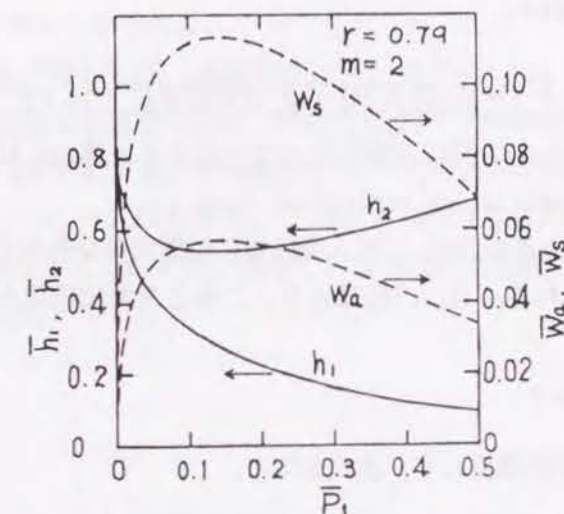


図-1.4.7 室内床面圧力 \bar{P}_1 の変化に対する \bar{h}_1 、 \bar{h}_2 、 \bar{W}_s の変化

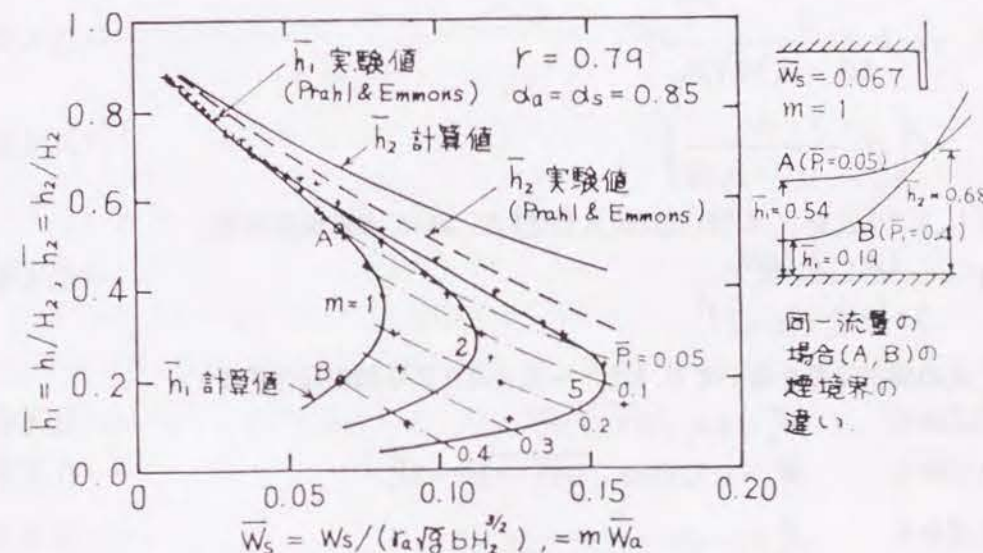


図-1.4.8 煙流出量 \bar{W}_s の変化に対する \bar{h}_1 、 \bar{h}_2 の変化

図-1.4.8に、無次元化した流出煙質量流量 \bar{W}_s に対する開口から十分離れた室内の水平な煙境界面の無次元高さ \bar{h}_1 と開口における煙境界の無次元高さ \bar{h}_2 の変化を示す。同図にはPrah! Emmonsのドアの場合の実験値も同時に示す。 \bar{h}_2 については計算値と実験値とはよく一致している。ただし、 \bar{h}_1 が床面近くまで低下したときには異なっている。これは、図-1.4.5に示したような空気流の流れを考えている

ために、 \bar{h}_1 が床面近くまで低下したときには流量が減少するためである。 \bar{h}_2 は煙流量の増加とともに減少し、計算値の傾向は実験値と対応している。 \bar{h}_2 は測定位置によりかなり変化するので、計算値と実験値の値自体の比較は困難である。

以上のことから、開口からの煙の流出は、ここで用いた二層流としての取り扱いにより、Prah1, Emmonsの実験値とほぼ一致することがわかる。さらに、ある室床面圧に対して、流量および開口における煙境界の高さには極大値が存在することが、新しい知見として得られた。ただし、極大値をとる煙境界の高さ以上では、両者の間の差は著しくない。従って、その場合には、従来の取り扱いを用いることは許容されと考えられる。

1-4-6 燃焼速度と空気流入因子との関係について

室内に可燃物が多量に存在しかつ開口が室に比べて十分小さい場合には、燃焼速度は流入空気量により制御される。(いわゆるventilation controlled fire)

図-1.4.7に示したごとく、ある m に対して流入空気量には極大値が存在することから、この空気流入量で燃焼が平衡すると考えられる。(1.4.16)式より、このとき流出煙量も同時に極大となる。これを式で表わすと、

$$\frac{\partial V_a}{\partial P_1} = 0 \quad \text{かつ} \quad \frac{\partial V_s}{\partial P_1} = 0 \quad \dots (1.4.18)$$

この関係を(1.4.2)(1.4.13)式に適用して、次式を得る。

$$h_1 = \frac{2P_1}{(\rho_a - \rho_s) \cdot g} \quad \dots (1.4.19)$$

これを(1.4.2)(1.4.13)式に代入すると、

$$V_a = \alpha_a b \frac{2}{(\rho_a - \rho_s)g} \sqrt{\frac{2}{\rho_a}} P_1^{\frac{3}{2}} \quad \dots (1.4.20)$$

$$V_s = C \left(H_2 - \frac{3P_1}{(\rho_a - \rho_s)g} \right)^{\frac{3}{2}} \quad \dots (1.4.21)$$

(1.4.20)(1.4.21)式を(1.4.16)式に代入して P_1 についての表現を得る。

$$P_1 = \frac{(\rho_a - \rho_s)gH_2}{3 + \left(m \frac{\alpha_a}{\alpha_s} \frac{2}{0.5216} \sqrt{\frac{1}{r}} \right)^{\frac{2}{3}}} \quad \dots (1.4.22)$$

(1.4.17)式の無次元量を用いて(1.4.20)～(1.4.22)式を無次元化すると、

$$(1.4.20) \text{ 式から} \quad \bar{W}_a = 2\alpha_a \sqrt{2(1-r)} \bar{P}_1^{\frac{3}{2}} \quad \dots (1.4.20')$$

$$(1.4.21) \text{ 式から} \quad \bar{W}_s = 0.5216\alpha_s \sqrt{2r(1-r)} (1-3\bar{P}_1)^{\frac{3}{2}} \quad \dots (1.4.21')$$

$$(1.4.22) \text{ 式から} \quad \bar{P}_1 = \frac{1}{3 + \left(m \frac{\alpha_a}{\alpha_s} \frac{2}{0.5216} \sqrt{\frac{1}{r}} \right)^{\frac{2}{3}}} \quad \dots (1.4.22')$$

これが空気流入量が極大となる時の関係式である。

さて、燃焼速度を R [kg/s]とすると、

$$W_s = W_a + R$$

これと(1.4.16)式とから

$$R = (m-1) W_a \quad \dots (1.4.23)$$

従って、 W_a が極大をとるとき R も極大となり、そのとき燃焼速度が平衡する。 $W_a = \rho_a g^{1/2} b H_2^{3/2} \bar{W}_a$ および(1.4.20')(1.4.22')式から次式を得る。

$$R = \mu b H_2^{3/2} \quad \dots (1.4.24)$$

$$\text{ただし、} \mu = \frac{(m-1)\rho_a \alpha_a \sqrt{8g(1-r)}}{3 + \left(m \frac{\alpha_a}{\alpha_s} \frac{2}{0.5216} \sqrt{\frac{1}{r}} \right)^{\frac{2}{3}}}$$

$b H_2^{3/2}$ がいわゆる空気流入因子である。従って(1.4.24)式は室内火災における平衡燃焼速度と空気流入因子との関係を、二層流の考え方を用いて表した式である。 m 、 r は燃焼の状態、熱収支などから決定されなければならないパラメータである。

木材の室内における燃焼に対しては、実験的に $\mu = 0.0917 \sim 0.100$ ²³⁾であることが知られている。また、 $m \approx 1.25$ である。煙温度は室周壁の条件、開口の大きさ、燃焼の状態などにより変化するが、ここでは代表的な温度として800℃とする。空気温は20℃、 $\rho_a = 1.205$ [kg/m³]とし、流量係数は§1-4-5で用いたものと同じく $\alpha_a = \alpha_s = 0.85$ とする。このとき(1.4.24)式の比例係数 μ の値を計算すると、 $\mu = 0.0965$ となり、実験値とよく一致する。従って、(1.4.24)式を用いれば、室内火災における燃焼速度を予測することができる。

1-5 避難に伴う煙伝播経路の時間変化を考慮した煙の伝播予測 (二層流の場合)

1-5-1 はじめに

火災初期や開口が大きい場合には、燃焼によって生じた高温の煙と室内に流入してくる常温の空気とは二層を形成する傾向を有する。このような場合には二層流としての取り扱いが必要となり、建物全体の煙伝播予測においても二層流に対応した計算を行なう必要がある。

火災時において、二層を形成した室の開口よりの煙の流れの取り扱いについては §1-4 で詳細に検討したように、取り扱いの方法は2つに大別できる。一つは §1-4 で検討した水理学的な取り扱いをする方法であり、他の一つは二層流であっても微小開口での流れを適用する方法¹⁷⁾である。両者の最も大きな違いは、前者が開口で上向きの噴流を生じ、開口部での煙流出速度分布が双曲線形になるのに対し、後者は流線が水平になって速度分布が放物線形になる点である。空気が静止している場合、前者の方法では堰の流れと類似になるが、後者の考え方では開口部での流線の曲がりやを説明できないという不明確さがある。第2の相違点は、前者の方法では、開口での煙境界高さにより流量の極大値が存在するのに対し、後者では境界面が床面にきたときに流量が最大になる点である。これは、境界面が降下して床面に近くなりかつ空気の流入が存在する場合に、前者の考え方の仮定が成立しなくなることによる。ただし §1-4 では、前者が極大点をとる煙境界高さ以上では、両者の流量の差は著しくないことを確かめ、実用的には微小開口の流れを適用する方法が許容されることを確認した。

以上のことから、従来の完全混合の場合の考え方がそのまま拡張できることおよび流れの性状は不明確であるが比較的火災初期を対象とするために結果としての両者の差が問題になるような計算ではないことにより、以下の二層流としての煙伝播予測計算における開口部での流れには微小開口の流れを適用した方法を採用した計算法を用いて検討することにする。

建物内での二層流としての煙伝播に関する取り扱いについては、田中¹⁵⁾が定式化している。しかし、田中が用いた表現は相互の関係を添字を用いて表現したためにやや複雑なきらいがあると同時に、煙層の物質種の時間変化を対象とした定式化を目指したために、構成式の誘導の際における基本式の組み合わせが通常行われる空気層温度一定としたり圧力の時間勾配項を無視したりする場合にどのような意味を持つかに関する検討が不十分である。ここでは、§1-3の完全混合の場合の取り扱いにおいて避難時の開口条件の変化に対する有用性を示したインシデンス行列及びループ行列を用いた表現により、構成式の関係を明確にして数値計算上の明快さを示すと共に、構成式の誘導の際の基本式の組み合わせの影響についても検討する。

1-5-2 二層流計算における基礎式

二層流の場合にも室全体をひとつの節点と考えるが、節点内部で煙と空気のふたつの層があり、各層の体積が変化することを考慮することが必要となる。

以下では、密度を ρ [kg/m³]、体積を V [m³]、異なった節点との間の境界面を通しての正味の流出質量を w [kg/s]、同一節点内の境界面を通しての質量の移動を \hat{w} [kg/s]、発生質量を \hat{W} [kg/s]、温度を T [K]、発熱量を \hat{Q} [kW]、床面圧力を P [Pa] とし、煙層及び空気層に関する量をそれぞれ添え字 s 及び a を用いて表わす。また、 C_p を定圧比熱、 C_v を定積比熱、 R をガス定数とする。

(A) 節点での質量収支式

煙層及び空気層の体積が時間的に変化することを考慮して、§1-2で述べた基礎式において §1-3と同様なインシデンス行列を用いた表現を行なう。

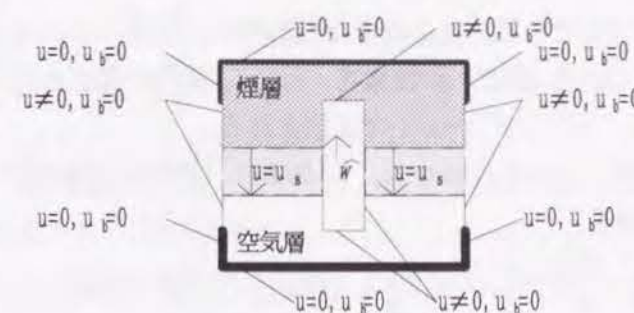


図-1.5.1 二層のモデル化

図-1.5.1に示したような煙層と空気層が二層を形成した室を考える。各境界面での、境界面を通して流出入する流速 u および境界面の移動速度 u_b は、異なった節点との境界面では一般に $u \neq 0$ 、 $u_b = 0$ であるが、同一節点に関しては図に示したようにモデル化して、 $u = u_b$ の部分と $u \neq 0$ 、 $u_b = 0$ とに分割しており、中央の筒状のものの側面では、例えば火災室での火源上のブルームを考えて巻き込みを考慮する場合 $u \neq 0$ 、 $u_b = 0$ となる。(1.2.6)式より、煙層に対して、次式を得る。

$$\left\{ \frac{d\rho_s V_s}{dt} \right\} + [I] \{w_s\} = \{\hat{W}_s\} + \{\hat{w}\}$$

ただし、 \hat{w} は同一節点内の $u \neq 0$ 、 $u_b = 0$ の部分を通して空気層から煙層に流入する質量である。簡単のために、 $W_s = \hat{W}_s + \hat{w}$ とおくと、次の関係式を得る。

$$\text{煙層: } \left\{ \frac{d\rho_s V_s}{dt} \right\} + [I] \{w_s\} = \{W_s\} \quad \dots (1.5.1)$$

空気層についても同様に考え、 $W_a = \hat{W}_a - \hat{w}$ とおけるから、次の関係式を得る。

$$\text{空気層: } \left\{ \frac{d\rho_a V_a}{dt} \right\} + [I] \{w_a\} = \{W_a\} \quad \dots (1.5.2)$$

(B) 節点での体積収支

通常の建築火災においては、室の体積変化を考えることはほとんどなく、煙層体積 V_s 、空気層体積 V_a と室の全体積 V との間には次の関係が成立しなければならない。

$$V_s + V_a = V = \text{const.} \quad \dots (1.5.3)$$

(C) 節点での熱収支式

節点における熱収支に関しても、(A)の質量収支と同様に考える。(1.2.14')式より、粘性による発熱項を無視して、次式を得る。

$$\left\{ \frac{C_v V_s dP}{R dt} \right\} + \left\{ \frac{C_p P dV_s}{R dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_s\} = \{\hat{Q}_s\} + \{\hat{Q}_{as}\}$$

ただし、 \hat{Q}_s は境界面からの熱伝導による熱流入と内部発熱とを加えたものを意味しており、また \hat{Q}_{as} は同一節点内の $u \neq 0$ 、 $u_b = 0$ の部分を通して空気層から煙層に流入するエネルギー量 $C_p \hat{w} T_a$ である。簡単のために、 $Q_s = \hat{Q}_s + \hat{Q}_{as}$ とおくと、次の関係式を得る。

$$\text{煙層: } \left\{ \frac{C_v V_s dP}{R dt} \right\} + \left\{ \frac{C_p P dV_s}{R dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_s\} = \{Q_s\} \quad \dots (1.5.4)$$

空気層についても同様に考え、 $Q_a = \hat{Q}_a - \hat{Q}_{as}$ とおけるから、次の関係式を得る。

$$\text{空気層: } \left\{ \frac{C_v V_a}{R} \frac{dP}{dt} \right\} + \left\{ \frac{C_p P}{R} \frac{dV_a}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_a\} = \{Q_a\} \quad \dots (1.5.5)$$

ただし、 $C_p \cdot (wT)_s$ は煙層境界面を通しての正味の熱流出量であり、 $C_p \cdot (wT)_a$ は空気層境界面を通しての正味の熱流出量である。枝の向きが i 節点から j 節点の方向であるとき、i 節点から j 節点への流量 w を、j 節点から i 節点への流量を w とし、i 節点の温度を T_i 、j 節点の温度を T_j とすると、i 節点においては、 $(wT) = wT_i - wT_j$ で定義される。

なお、煙層と空気層とを加え合わせて、(B) の条件 (節点の全体積が一定の関係) を用いると、節点全体の収支式を得る。

$$\text{節点全体: } \left\{ \frac{C_v V}{R} \frac{dP}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_s + (wT)_a\} = \{Q_s + Q_a\} \quad \dots (1.5.6)$$

このうちの2つを独立な関係式として使用する。

圧力の時間勾配項を無視できる場合には、次の関係が得られる。

$$\text{煙層: } \left\{ \frac{C_p P}{R} \frac{dV_s}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_s\} = \{Q_s\} \quad \dots (1.5.4')$$

$$\text{空気層: } \left\{ \frac{C_p P}{R} \frac{dV_a}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_a\} = \{Q_a\} \quad \dots (1.5.5')$$

$$\text{節点全体: } C_p [I] \{(wT)_s + (wT)_a\} = \{Q_s + Q_a\} \quad \dots (1.5.6')$$

圧力の時間勾配項を無視した場合には、このうちの2つを独立な関係式として使用する。

(D) 節点での煙濃度収支

濃度収支に関しても同様に考えることができ、(2.2.23) 式より、次の関係式を得る。

$$\text{煙層: } \left\{ \frac{d\rho_s C_s V_s}{dt} \right\} + [I] \{(wC)_s\} = \{W_s\} \quad \dots (1.5.7)$$

上記の (A) (C) の関係式から、節点の圧力 P 、床面から煙層までの高さ Y 、煙層の温度 T_s 及び空気層の温度 T_a に関する関係式を導くことができる。

床面から天井までの高さを H とし、床面積を A とすると、

$$V_s = A(H - Y) \quad \dots (1.5.8)$$

$$V_a = AY \quad \dots (1.5.9)$$

である。また、同一節点内での空気層から煙層に流入する流体の水平断面積は床面積に比べて無視できるものとする。このような条件における二層流の煙流動計算における未知数と必要とされる関係式とについて詳細に検討する。

(1) 一般の場合の構成式 (未知数: $\rho_s, \rho_a, T_s, T_a, Y, P$)

一般の場合、未知数は $\rho_s, \rho_a, T_s, T_a, Y, P$ の6個である。従って、この場合の問題を解くには独立な関係式を6個必要とする。

以下に、前述の結果から得られる関係式のうち、使用できるものを挙げる。

煙層質量収支: (1.5.1) 式より

$$\left\{ A(H - Y) \frac{d\rho_s}{dt} \right\} - \left\{ A\rho_s \frac{dY}{dt} \right\} + [I] \{w_s\} = \{W_s\} \quad \dots (1.5.10)$$

空気層質量収支: (1.5.2) 式より

$$\left\{ AY \frac{d\rho_a}{dt} \right\} + \left\{ A\rho_a \frac{dY}{dt} \right\} + [I] \{w_a\} = \{W_a\} \quad \dots (1.5.11)$$

煙層エネルギー収支: (1.5.4) 式より

$$\left\{ \frac{C_v A(H - Y)}{R} \frac{dP}{dt} \right\} - \left\{ \frac{C_p PA}{R} \frac{dY}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_s\} = \{Q_s\} \quad \dots (1.5.12)$$

空気層エネルギー収支: (1.5.5) 式より

$$\left\{ \frac{C_v AY}{R} \frac{dP}{dt} \right\} + \left\{ \frac{C_p PA}{R} \frac{dY}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_a\} = \{Q_a\} \quad \dots (1.5.13)$$

節点全体のエネルギー収支: (1.5.6) 式より

$$\left\{ \frac{C_v AH}{R} \frac{dP}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_s + (wT)_a\} = \{Q_s + Q_a\} \quad \dots (1.5.14)$$

状態方程式:

$$P = \rho RT \quad (P = \rho_s RT_s, P = \rho_a RT_a) \quad \dots (1.5.15)$$

煙層の質量収支式 (1.5.10) と状態方程式 (1.5.15) とから、煙層密度を消去すると、次の関係式を得る。

$$\left\{ \frac{A(H - Y)}{RT_s} \frac{dP}{dt} \right\} - \left\{ \frac{A(H - Y)\rho_s}{T_s} \frac{dT_s}{dt} \right\} - \left\{ A\rho_s \frac{dY}{dt} \right\} + [I] \{w_s\} = \{W_s\} \quad \dots (1.5.16)$$

同様に、空気層の質量収支式 (1.5.11) と状態方程式 (1.5.15) とから、次の関係式を得る。

$$\left\{ \frac{AY}{RT_a} \frac{dP}{dt} \right\} - \left\{ \frac{AY\rho_a}{T_a} \frac{dT_a}{dt} \right\} + \left\{ A\rho_a \frac{dY}{dt} \right\} + [I] \{w_a\} = \{W_a\} \quad \dots (1.5.17)$$

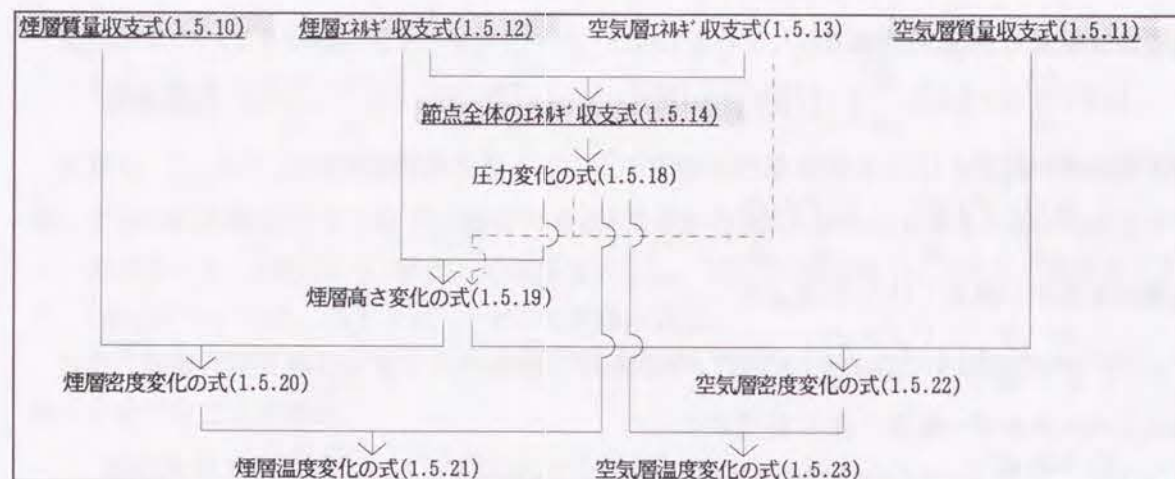
なお、 w_s, w_a も未知数であるが、温度、圧力が与えられた場合には一意に決定し得る関数形が与えられるために、ここでは従属的なものとし、独立変数としては扱わない。

(1-1) 一般構成式の誘導

一般の場合、未知数が6個であり、6個の独立な関係式が必要である。2個の状態方程式の他に、(1.5.10) または (1.5.16) 式のどちらか1個、(1.5.11) または (1.5.17) 式のどちらか1個、及び (1.5.12) (1.5.13) (1.5.14) のうちのどれか2個の合計4個を基本式として選択する。

ここでは、(1.5.10)、(1.5.11) および (1.5.12) (1.5.13) (1.5.14) の中から (1.5.12) (1.5.14) 式の合計4つを独立な式として選択する。

(1-1) の場合の基礎式誘導の流れを下図に示す。ただし、網掛けは、煙層及び空気層の状態方程式以外の独立な関係式を示す。また、破線は (1.5.13) (1.5.18) 式の組合せでも、(1.5.12) (1.5.18) 式の組合せと同一の式 (1.5.19) を得ることが出来ることを示す。



圧力変化の式: (1.5.14)・R/(C_vAH)

$$\left\{ \frac{dP}{dt} \right\} + [I] \left\{ \frac{C_p R}{C_v A H} ((wT)_s + (wT)_a) \right\} = \left\{ \frac{R}{C_v A H} (Q_s + Q_a) \right\} \quad \dots (1.5.18)$$

ただし、例えばX・(wT)は、i節点の計算時には計算に関与する枝の正味エネルギー流量(wT)_λにi節点の量X_iを乗じた値を使用することを意味する。

高さ変化の式: $\left\{ (1.5.18) \cdot \frac{C_v A (H-Y)}{R} - (1.5.12) \right\} \cdot \frac{R}{C_p P A}$ or $\left\{ - (1.5.18) \cdot \frac{C_v A Y}{R} + (1.5.13) \right\} \cdot \frac{R}{C_p P A}$

$$\left\{ \frac{dY}{dt} \right\} + [I] \left\{ \frac{Y R}{A H P} (wT)_s + \frac{(H-Y) R}{A H P} (wT)_a \right\} = \left\{ \frac{Y R}{C_p A H P} Q_s + \frac{(H-Y) R}{C_p A H P} Q_a \right\} \quad \dots (1.5.19)$$

なお、 $\frac{R}{P} = \rho_s T_s$ または $\frac{R}{P} = \rho_a T_a$ の関係を用いれば、 $\frac{R}{P}$ を消去することができる。

煙層密度変化の式: $\left\{ (1.5.10) + (1.5.19) \cdot A \rho_s \right\} / A (H-Y)$

$$\left\{ \frac{d\rho_s}{dt} \right\} + [I] \left\{ - \frac{Y}{A H (H-Y) T_s} (wT)_s + \frac{1}{A H T_s} (wT)_a \right\}$$

$$= \left\{ - \frac{Y}{C_p T_s A H (H-Y)} Q_s + \frac{1}{C_p T_s A H} Q_a \right\} - [I] \left\{ \frac{1}{A (H-Y)} w_s \right\} + \left\{ \frac{W_s}{A (H-Y)} \right\} \quad \dots (1.5.20)$$

煙層の温度変化の式:

$\rho = \frac{P}{RT}$ であるから、次の関係が成り立つ。

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{RT} \frac{dP}{dt} - \frac{\rho}{T} \frac{dT}{dt}$$

従って、 $\left\{ (1.5.18) / (RT_s) - (1.5.20) \right\} \cdot T_s / \rho_s$ より、次式を得る。

$$\left\{ \frac{dT_s}{dt} \right\} + [I] \left\{ \frac{C_p}{C_v A H \rho_s} ((wT)_s + (wT)_a) \right\} + [I] \left\{ \frac{Y}{A H (H-Y) \rho_s} (wT)_s - \frac{1}{A H \rho_s} (wT)_a \right\}$$

$$= \left\{ \frac{Q_s + Q_a}{C_v A H \rho_s} \right\} + \left\{ \frac{Y Q_s}{C_p A H (H-Y) \rho_s} - \frac{Q_a}{C_p A H \rho_s} \right\} + [I] \left\{ \frac{T_s}{A (H-Y) \rho_s} w_s \right\} - \left\{ \frac{T_s W_s}{A (H-Y) \rho_s} \right\} \quad \dots (1.5.21)$$

なお、上記の誘導においては、密度変化の式の導出を介在させたが、(1.5.16)式を使用して、 $\left\{ (1.5.18) \cdot A (H-Y) / (RT_s) - (1.5.16) - (1.5.19) \cdot A \rho_s \right\} \cdot T_s / \{ A (H-Y) \rho_s \}$ により、密度変化の式を経ることなく、(1.5.21)式を導くことも出来る。

空気層密度変化の式: $\left\{ (1.5.11) - (1.5.19) \cdot A \rho_a \right\} / A Y$

$$\left\{ \frac{d\rho_a}{dt} \right\} + [I] \left\{ \frac{1}{A H T_a} (wT)_s - \frac{H-Y}{A H Y T_a} (wT)_a \right\}$$

$$= \left\{ \frac{Q_s}{C_p T_a A H} - \frac{(H-Y) Q_a}{C_p T_a A H Y} \right\} - [I] \left\{ \frac{1}{A Y} w_a \right\} + \left\{ \frac{W_a}{A Y} \right\} \quad \dots (1.5.22)$$

空気層の温度変化の式:

煙層の場合と同様にして、 $\left\{ (1.5.18) / (RT_a) - (1.5.22) \right\} \cdot T_a / \rho_a$ より、次式を得る。

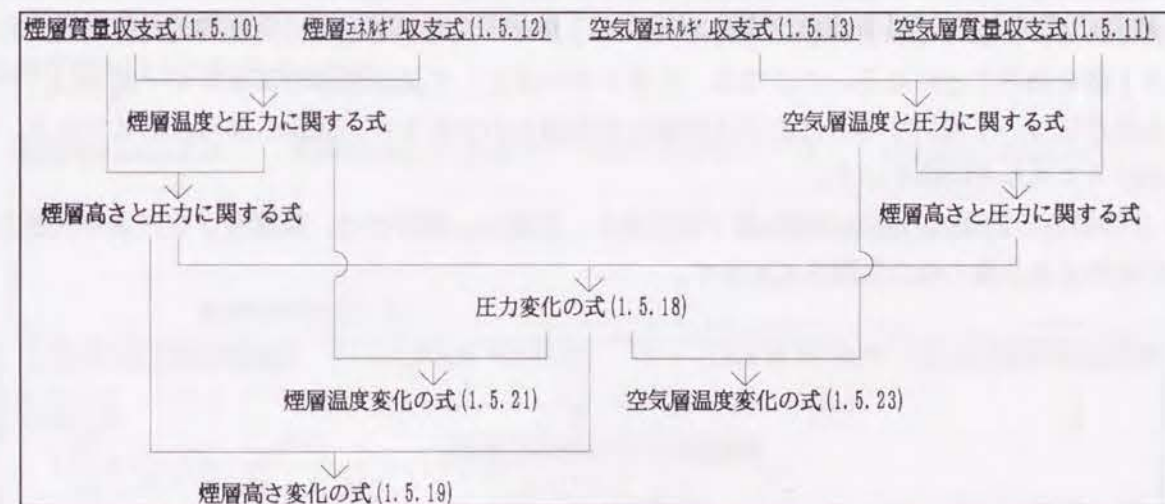
$$\left\{ \frac{dT_a}{dt} \right\} + [I] \left\{ \frac{C_p}{C_v A H \rho_a} ((wT)_s + (wT)_a) \right\} - [I] \left\{ \frac{1}{A H \rho_a} (wT)_s - \frac{H-Y}{A H Y \rho_a} (wT)_a \right\}$$

$$= \left\{ \frac{Q_s + Q_a}{C_v A H \rho_a} \right\} - \left\{ \frac{Q_s}{C_p A H \rho_a} - \frac{(H-Y) Q_a}{C_p A H Y \rho_a} \right\} + [I] \left\{ \frac{T_a}{A Y \rho_a} w_a \right\} - \left\{ \frac{T_a W_a}{A Y \rho_a} \right\} \quad \dots (1.5.23)$$

なお、上記の誘導においては、密度変化の式の導出を介在させたが、(1.5.17)式を使用して、 $\left\{ (1.5.18) \cdot A Y / (RT_a) - (1.5.17) - (1.5.19) \cdot A \rho_a \right\} \cdot T_a / (A Y \rho_a)$ により、密度変化の式を経ることなく(1.5.21)式を導くことも出来る。

(1-2) 一般構成式の誘導 (別法)

また、(1.5.12) (1.5.13) (1.5.14) 式の中から (1.5.12) (1.5.13) 式を独立な式として選択することにより、下図のような手順でも、上記のものと同一の式を導くことが出来る。これは煙層の全ての成分のエネルギーの合計を考えることにより、煙層エネルギー式と煙層高さ-圧力に関する式とは同一のものになるためである。



この考え方に従って式を誘導したのが、田中が使用した式¹⁵⁾である。比較のために田中の導いた式および用いた条件を以下に示す。なお、田中の式は温度変化・圧力変化の関係式の誘導に、各成分の物質収支を使用しているが、ここでは質量収支としてまとめた。また、田中の式は各成分の収支式を誘導しているが、ここでは各成分についての扱いは行わない。

煙層温度変化の式: (1.5.16)に(1.5.18^o)(1.5.19^o)を代入

$$\left\{ \frac{dT_s}{dt} \right\} + [I] \left\{ \frac{C_p H}{\rho_s A (RY + C_v H) (H - Y)} (wT)_s \right\} + [I] \left\{ \frac{RT_a}{\rho_s A (RY + C_v H)} w_a \right\} - [I] \left\{ \frac{T_s}{\rho_s A (H - Y)} w_s \right\} \quad (1.5.21^o)$$

$$= \left\{ \frac{C_p T_a W_a}{\rho_s A (RY + C_v H)} \right\} + \left\{ \frac{H Q_s}{\rho_s A (RY + C_v H) (H - Y)} \right\} - \left\{ \frac{C_v T_s W_s}{\rho_s A (RY + C_v H)} \right\} - \left\{ \frac{T_s W_s}{\rho_s A (H - Y)} \right\}$$

(2-3) 一般式において T_a =一定とした場合

(1-1)で示した一般式における最終結果に T_a =一定の条件を入れると、式の構成上、空気層質量収支式が煙層高さ変化、煙層温度変化に反映されないことになり、実質的には、煙層質量収支式、煙層エネルギー収支式及び空気層エネルギー収支式が独立な関係式として使用されたことになる。 T_a =一定の条件は空気層のエネルギー条件を規定しており、空気層エネルギー式が正しく評価されている場合には問題ないとはいえ熱損失の項に常に曖昧さが残るために、独立な関係式におけるこのような選択は望ましくないものと考えられる。なお、(1-2)の方法では見かけ上、空気層の質量収支式が使用されたことになっているが、空気層エネルギー式と煙層高さ-圧力式とが同一のものと考えられるため、空気層質量収支式が使用されていない場合と同等であると解釈できる。



(3) $\frac{dP}{dt}=0$ の場合の構成式 (未知数: $\rho_s, \rho_a, T_s, T_a, Y, P$)

$\frac{dP}{dt}=0$ は、絶対圧力 P の変化はその絶対値と比べて小さくかつ時間変化量も小さいことを意味しているが、流れの圧力場に関係する圧力変化は考慮する必要がある。従って、基本式における $\frac{dP}{dt}$ の項を0としても、流れ場を規定するために必要な圧力場の決定の関係式を用意しなければならず、圧力は未知数として残ることに注意する。

煙層質量収支:

$$\left\{ A(H - Y) \frac{d\rho_s}{dt} \right\} - \left\{ A\rho_s \frac{dY}{dt} \right\} + [I] \{ w_s \} = \{ W_s \} \quad \dots (1.5.10)$$

空気層質量収支:

$$\left\{ AY \frac{d\rho_a}{dt} \right\} + \left\{ A\rho_a \frac{dY}{dt} \right\} + [I] \{ w_a \} = \{ W_a \} \quad \dots (1.5.11)$$

煙層エネルギー収支:

$$-\left\{ \frac{C_p PA}{R} \frac{dY}{dt} \right\} + C_p [I] \{ (wT)_s \} = \{ Q_s \} \quad \dots (1.5.12')$$

空気層エネルギー収支:

$$\left\{ \frac{C_p PA}{R} \frac{dY}{dt} \right\} + C_p [I] \{ (wT)_a \} = \{ Q_a \} \quad \dots (1.5.13')$$

節点全体のエネルギー収支:

$$C_p [I] \{ (wT)_s + (wT)_a \} = \{ Q_s + Q_a \} \quad \dots (1.5.14')$$

状態方程式:

$$P = \rho RT \quad \dots (1.5.15)$$

$$(P = \rho_s RT_s, P = \rho_a RT_a, \text{ただし } \rho_s T_s = \rho_a T_a = \text{一定})$$

煙層の質量収支式(1.5.10)と状態方程式(1.5.15)とから得られる煙層密度を消去した関係式において $\frac{dP}{dt}=0$ の関係を用いて次の関係式を得る。

$$-\left\{ \frac{A(H - Y)\rho_s}{T_s} \frac{dT_s}{dt} \right\} - \left\{ A\rho_s \frac{dY}{dt} \right\} + [I] \{ w_s \} = \{ W_s \} \quad \dots (1.5.16')$$

同様に、空気層の質量収支式(1.5.11)と状態方程式(1.5.15)とから得られる式に、 $\frac{dP}{dt}=0$ の関係を用い

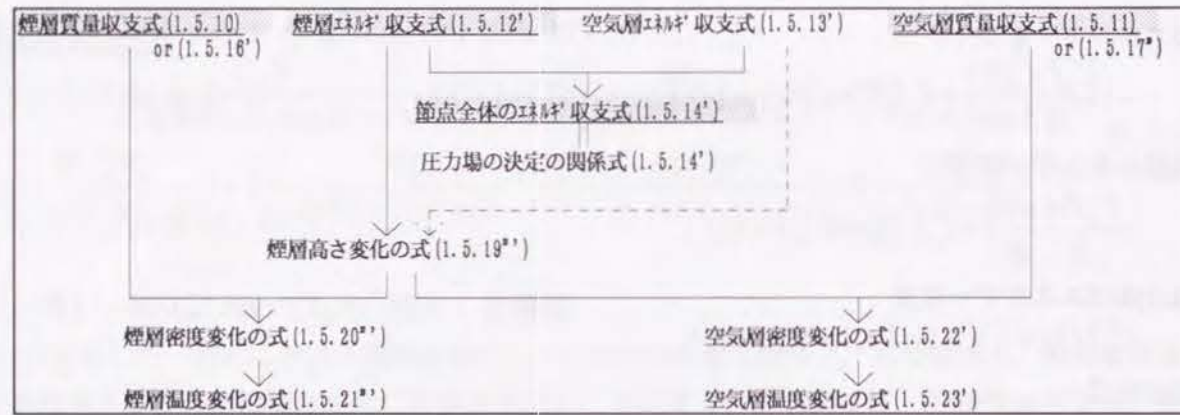
ると、次の関係式を得る。

$$-\left\{ \frac{AY\rho_a}{T_a} \frac{dT_a}{dt} \right\} + \left\{ A\rho_a \frac{dY}{dt} \right\} + [I] \{ w_a \} = \{ W_a \} \quad \dots (1.5.17')$$

(3-1) $\frac{dP}{dt}=0$ の場合の構成式の誘導

この場合、絶対圧力は一定とみなし得るが、流れを引き起こす圧力差を考慮するために、圧力場を決定するための関係式が必要である。圧力は未知数として残ることになり、未知数は6個であり、2個の状態方程式以外に4個の独立な関係式が必要である。従って、(1.5.10)または(1.5.16')式の内のどちらか1個、(1.5.11)または(1.5.17')式の内のどちらか1個、及び(1.5.12')(1.5.13')式の内のどれか1個が必要である。ここでは、煙層のエネルギー式(1.5.12')または空気層のエネルギー式(1.5.13')を使用する場合について検討する。ただし、流れ場を規定するための圧力の式が別途必要であることに注意する。

(3-1)の場合の基礎式の誘導の流れを下図に示す。ただし、網掛けは、煙層及び空気層の状態方程式以外の4個の独立な関係式を示す。



高さ変化の式: $-(1.5.12') \cdot R / (C_p PA)$ or $(1.5.13') \cdot R / (C_p PA)$

$$\left\{ \frac{dY}{dt} \right\} + [I] \left\{ \frac{YR}{AHP} (wT)_s \right\} = \left\{ \frac{YR}{C_p AHP} Q_s \right\} \quad \dots (1.5.19'')$$

煙層密度変化の式: $\{-(1.5.10) + (1.5.19'') \cdot A \rho_s\} / A(H-Y)$

$$\left\{ \frac{d\rho_s}{dt} \right\} + [I] \left\{ \frac{Y}{AH(H-Y)T_s} (wT)_s \right\} = \left\{ -\frac{Y}{C_p T_s AH(H-Y)} Q_s \right\} - [I] \left\{ \frac{1}{A(H-Y)} w_s \right\} + \left\{ \frac{W_s}{A(H-Y)} \right\} \quad \dots (1.5.20'')$$

煙層の温度変化の式:

$\rho = \frac{P}{RT}$ であり、 $\frac{dP}{dt} = 0$ であるから、次の関係が成り立つ。

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{\rho dT}{T dt}$$

従って、(1.5.20'') 式より、次式となる。

$$\left\{ \frac{dT_s}{dt} \right\} - [I] \left\{ \frac{Y}{AH(H-Y)\rho_s} (wT)_s \right\} = \left\{ \frac{YQ_s}{C_p AH(H-Y)\rho_s} \right\} + [I] \left\{ \frac{T_s}{A(H-Y)\rho_s} w_s \right\} - \left\{ \frac{T_s W_s}{A(H-Y)\rho_s} \right\} \quad \dots (1.5.21'')$$

上記の誘導においては、密度変化の式の導出を介在させたが、(1.5.16') 式を使用することにより、 $\{-(1.5.16') - (1.5.19'') \cdot A \rho_s\} \cdot T_s / \{A(H-Y) \rho_s\}$ より (1.5.21'') 式を導くことが出来る。

空気層密度変化の式: $\{(1.5.11) - (1.5.19'') \cdot A \rho_a\} / AY$

$$\left\{ \frac{d\rho_a}{dt} \right\} + [I] \left\{ \frac{1}{AHT_a} (wT)_s \right\} = \left\{ \frac{Q_s}{C_p T_a AH} \right\} - [I] \left\{ \frac{1}{AY} w_a \right\} + \left\{ \frac{W_a}{AY} \right\} \quad \dots (1.5.22')$$

空気層の温度変化の式:

煙層の場合と同様に、(1.5.22') 式より、次式となる。

$$\left\{ \frac{dT_a}{dt} \right\} - [I] \left\{ \frac{1}{AH\rho_a} (wT)_s \right\} = \left\{ -\frac{Q_s}{C_p AH\rho_a} \right\} + [I] \left\{ \frac{T_a}{AY\rho_a} w_a \right\} - \left\{ \frac{T_a W_a}{AY\rho_a} \right\} \quad \dots (1.5.23')$$

煙層の場合と同様に、(1.5.17'') 式を使用することにより、 $\{-(1.5.17'') + (1.5.19'') \cdot A \rho_a\} \cdot T_a / (AY\rho_a)$ より (1.5.23') 式を導くことも出来る。

流れの圧力場を規定する式:

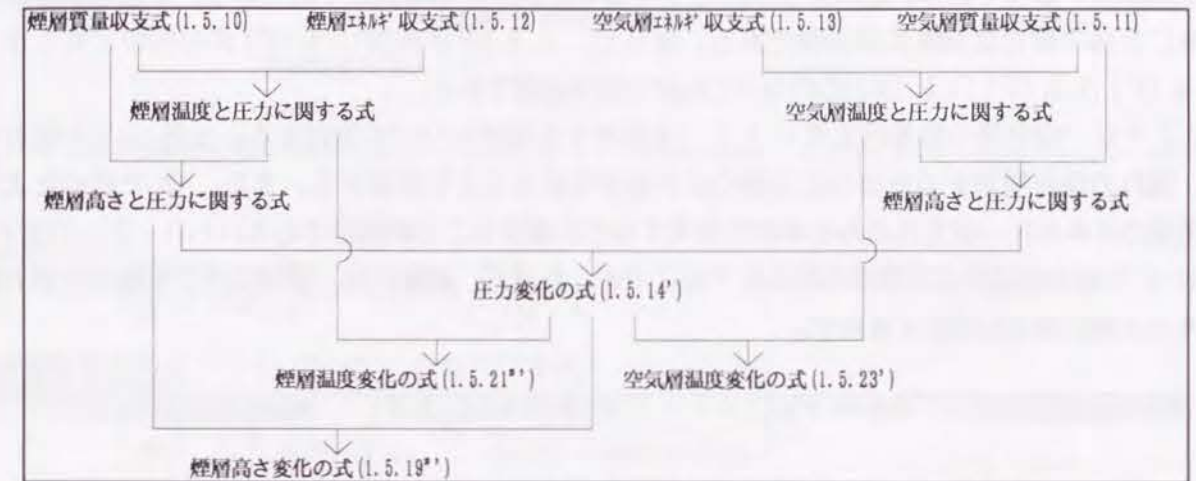
絶対圧力は一定とみなし得るが、流れの圧力場については変化を考慮する必要があり、その

場合の圧力条件式を次式で規定する。

$$C_p [I] \{(wT)_s + (wT)_a\} = \{Q_s + Q_a\} \quad \dots (1.5.14')$$

(3-2) (1-2) において $\frac{dP}{dt} = 0$ とする場合

(1-1) で示した一般式における最終結果に $\frac{dP}{dt} = 0$ の条件を入れる。このとき、(3-1) と同一の結果を得る。



(4) 空気層温度が一定、 $\frac{dP}{dt} = 0$ の場合の構成式 (未知数: $\rho_s, \rho_a, T_s, Y, P$)

この場合、絶対圧力は一定とみなし得るが、流れを引き起こす圧力差を考慮するために、圧力場を決定するための関係式が必要である。従って、圧力は未知数として残ることになる。

煙層質量収支:

$$\{A(H-Y) \frac{d\rho_s}{dt}\} - \{A\rho_s \frac{dY}{dt}\} + [I] \{w_s\} = \{W_s\} \quad \dots (1.5.10)$$

空気層質量収支:

$$\{A\rho_a \frac{dY}{dt}\} + [I] \{w_a\} = \{W_a\} \quad \dots (1.5.11')$$

煙層エネルギー収支:

$$-\left\{ \frac{C_p PA}{R} \frac{dY}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_s\} = \{Q_s\} \quad \dots (1.5.12')$$

空気層エネルギー収支:

$$\left\{ \frac{C_p PA}{R} \frac{dY}{dt} \right\} + C_p [I] \{(wT)_a\} = \{Q_a\} \quad \dots (1.5.13')$$

節点全体のエネルギー収支:

$$C_p [I] \{(wT)_s + (wT)_a\} = \{Q_s + Q_a\} \quad \dots (1.5.14')$$

状態方程式:

$$P = \rho RT \quad \dots (1.5.15)$$

($P = \rho_s RT_s, P = \rho_a RT_a$ 、ただし $\rho_s T_s = \rho_a T_a = \text{一定}$)

煙層の質量収支式 (1.5.10) と状態方程式 (1.5.15) とから、 $\frac{dP}{dt}=0$ の関係を用いて次の関係式を得る。

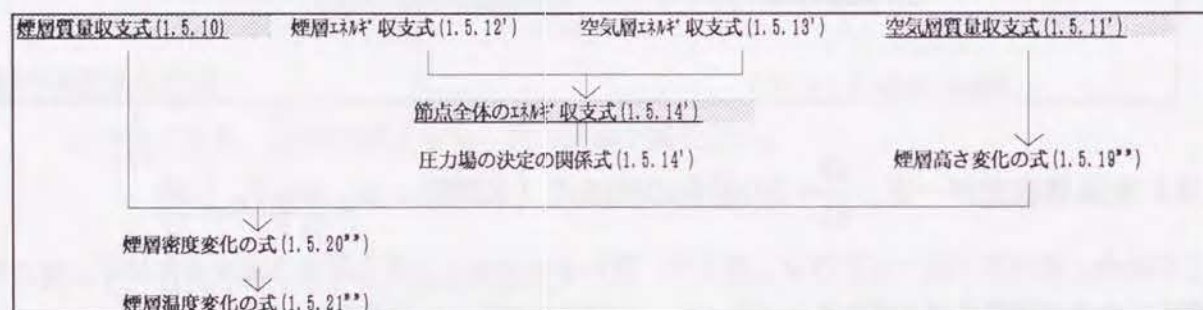
$$-\left\{\frac{A(H-Y)\rho_s}{T_s} \frac{dT_s}{dt}\right\} - \left\{A\rho_s \frac{dY}{dt}\right\} + [I]\{w_s\} = \{W_s\} \quad \dots (1.5.16')$$

(4-1) 空気層の質量収支式を用いた場合

絶対圧力は一定とみなし得るが、流れを引き起こす圧力差を考慮するために、圧力場を決定するための関係式が必要である。圧力が未知数として残るために、未知数は5個であり、2個の状態方程式以外に3個の独立な関係式が必要である。従って、(1.5.10) または (1.5.16') 式の内のどちらか1個、(1.5.11') (1.5.12') (1.5.13') 式の内のどれか2個が必要である。

ここでは、空気層の質量収支式 (1.5.11') を使用する場合について検討する。ただし (3) の場合と同様、流れの場を規定するための圧力場の式が必要であることに注意する。また、(2) で述べたように、空気層のエネルギー収支式のみを単独で使用する形は避けることが妥当である。

(4-1) の場合の基礎式の誘導の流れを下図に示す。ただし、網掛けは、煙層及び空気層の状態方程式以外の3個の独立な関係式を示す。



高さ変化の式: (1.5.11') / (Aρ_a)

$$\left\{\frac{dY}{dt}\right\} + [I]\left\{\frac{1}{A\rho_a} w_a\right\} = \left\{\frac{W_a}{A\rho_a}\right\} \quad \dots (1.5.19'')$$

煙層密度変化の式: {(1.5.10) + (1.5.19'') · Aρ_a} / (A(H-Y))

$$\left\{\frac{d\rho_s}{dt}\right\} + [I]\left\{-\frac{\rho_s}{\rho_a A(H-Y)} w_a + \frac{1}{A(H-Y)} w_s\right\} = \left\{-\frac{\rho_s W_a}{\rho_a A(H-Y)} + \frac{W_s}{A(H-Y)}\right\} \quad \dots (1.5.20')$$

煙層の温度変化の式:

(3) の場合と同様にして、(1.5.20'') 式より、次式となる。

$$\left\{\frac{dT_s}{dt}\right\} - [I]\left\{\frac{T_s}{A(H-Y)\rho_a} w_a + \frac{T_s}{A(H-Y)\rho_s} w_s\right\} = -\left\{\frac{T_s W_a}{A(H-Y)\rho_a} + \frac{T_s W_s}{A(H-Y)\rho_s}\right\} \quad \dots (1.5.21'')$$

流れの圧力場を規定する式:

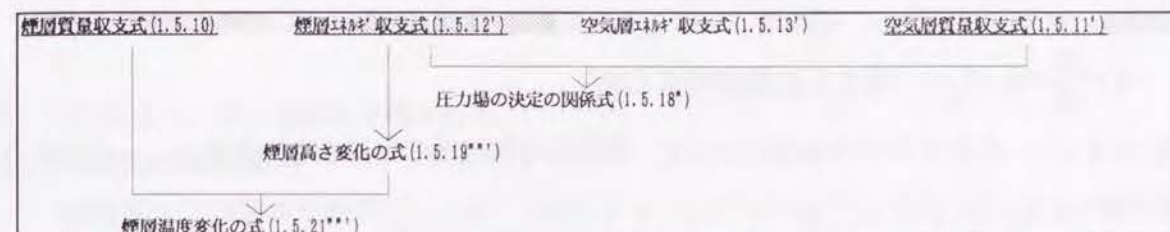
なお、絶対圧力は一定とみなし得るが、流れの圧力場については変化を考慮する必要があり、その場合の圧力条件式を次式で規定する。

$$C_p [I]\{(wT)_s + (wT)_a\} = \{Q_s + Q_a\} \quad \dots (1.5.14')$$

(4-2) 煙層エネルギー収支式を用いた場合

ここでは、煙層のエネルギー収支式 (1.5.12') を使用する場合について検討する。この場合には、(2-2) で示した形に近いが、空気層質量収支式において $\frac{dP}{dt}$ の項が登場しないことで、展開が若干異なる。

(4-2) の場合の基礎式の誘導の流れを下図に示す。ただし、網掛けは状態方程式以外の煙層及び空気層の3個の独立な関係式を示す。



高さ変化の式: (1.5.12') · R / (C_pPA)

$$\left\{\frac{dY}{dt}\right\} - [I]\left\{\frac{R}{PA} (wT)_s\right\} = -\left\{\frac{RQ_s}{C_p PA}\right\} \quad \dots (1.5.19''')$$

煙層温度変化の式: (1.5.16'') に (1.5.19''') を代入

$$\left\{\frac{dT_s}{dt}\right\} + [I]\left\{\frac{1}{A(H-Y)\rho_s} (wT)_s\right\} - [I]\left\{\frac{T_s}{A(H-Y)\rho_s} w_s\right\} = \left\{\frac{Q_s}{C_p A(H-Y)\rho_s}\right\} - \left\{\frac{T_s W_s}{A(H-Y)\rho_s}\right\} \quad \dots (1.5.21''')$$

流れの圧力場を規定する式: (1.5.11') · C_pP / R + (1.5.12') · ρ_a

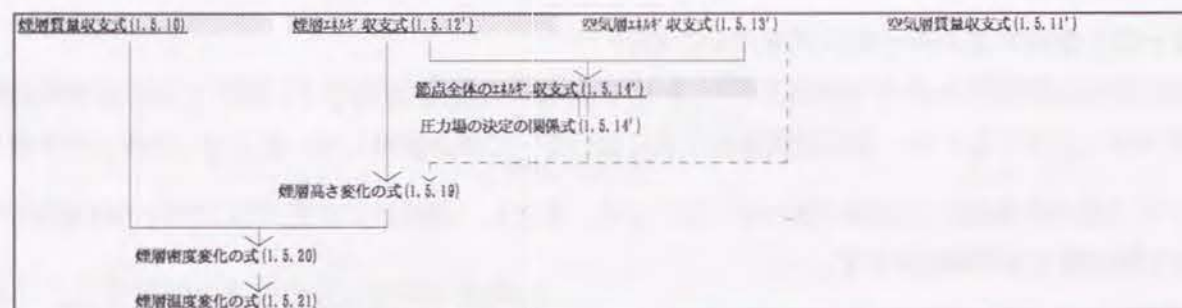
絶対圧力は一定とみなし得るが、流れの圧力場については変化を考慮する必要があり、その場合の圧力条件式を次式で規定する。

$$[I]\left\{\frac{C_p P}{R} w_a\right\} + [I]\{C_p \rho_a (wT)_s\} = \left\{\frac{C_p P W_a}{R}\right\} + \{\rho_a Q_s\} \quad \dots (1.5.18'')$$

(4-3) 一般式において $\frac{dP}{dt}=0$ 、T_a=一定とした場合

(1) で示した一般式に、T_a=一定、 $\frac{dP}{dt}=0$ の条件を入れると、(2-3) でも述べたように、空気層質量収支式が反映されないことになり、式の構成上好ましくないと考えられる。なお、絶対圧力は一定とみなし得るが、流れを引き起こす圧力差を考慮するために、圧力場を決定するための関係式が必要である。

(4-3) の場合の基礎式の誘導の流れを下図に示す。ただし、網掛けは、煙層及び空気層の状態方程式以外の3個の独立な関係式を示す。



(4-4) $\frac{dP}{dt}=0$ 、 T_a —一定とした場合のまとめ

上記の (4-1) ~ (4-3) の3つの場合について、得られる構成式の相違点を検討すると、次のようにまとめられる。

(A) (4-1) の方法が最良と考えられる。

(B) (4-2) (4-3) では煙層高さおよび煙層温度の変化の式は同一である。しかし、圧力場を決定する式において差異が発生する。ただし、次の近似が成立する場合には、両者を同一とみなすことができる。

$$w_a T_a \div (wT)_a$$

ただし、ある開口で、室iから室jへの向きの空気の流れを w_a^+ 、その反対向きの流れを w_a^- とすると、

$$w_a T_a = (w_a^+ - w_a^-) T_{a_i} \quad \text{または} \quad (w_a^+ - w_a^-) T_{a_j}$$

$$(wT)_a = w_a^+ T_{a_i} - w_a^- T_{a_j}$$

を意味する。

(C) (4-1) (4-3) は、圧力場を決定する式は同一である。しかし、煙層高さおよび煙層温度の変化の式に差異がある。ただし、(B) と同様の近似が成立する場合には、両者を同一とみなすことができる。

1-5-3 圧力仮定法による定式化

通常の建築火災の場合、§1-3-10で検討したように、絶対圧力の時間変化 $\frac{dP}{dt}$ を考慮せず、圧力は瞬時に定常になるとし、その圧力場で発生する圧力差のみが流れの場に影響するということの近似が許されることが多い。また、煙層と空気層との混合が小さく、空気層は放射に対して透明であるとし、また空気層への熱伝達は小さいと仮定して空気層の温度変化を無視することが多い。従って、ここでは空気層温度が一定かつ $\frac{dP}{dt}=0$ の場合について、前述の§1-5-2 (4) に基づいて、圧力仮定法による非常二層流煙流動計算の定式化および計算の流れを示す。

図-1.5.2のごとき煙層と空気層とが二層を形成した室を考える。添え字はsが煙層、aが空気層を表す。また上付添え字+は節点iから節点jへの流れを、-はjからiへの流れを意味する。火災室でのみ空気層から煙層への流れが存在し、火災室以外では界面での混合はないとする。また、隣室煙層から流入した煙は空気層には流入せず、その逆に煙層への空気の流れもないとする。このとき、使用する関係式は次式のごとく与えられる。Hは室の天井高を表し、Yは室での煙境界高さを表すとする。

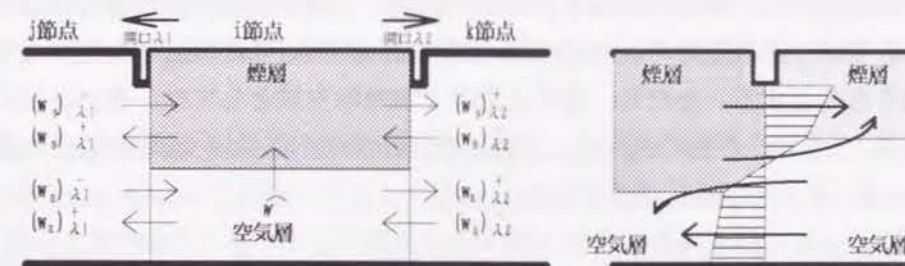


図-1.5.2 二層流の取り扱いの概略図

§1-5-2 (4) より、次の関係式が得られる。

(a) 煙層高さの時間変化

煙層高さの時間変化の式としては、(1.5.11')、(1.5.12')または(1.5.13')式のいずれかを使用すればよいが、ここでは§1-5-2 (4-1) に従って、(1.5.11')式を用いることにする。

$$\{A \rho_a \frac{dY}{dt}\} + [I] \{w_a\} = \{W_a\} \quad \dots (1.5.24)$$

(b) 煙層温度の時間変化

煙層温度の時間変化の式としては、§1-5-2 (4-1) の(1.5.21''')式を用いる。ただし、両辺に $A(H-Y)/T_s$ を掛けた形に書き直した。

$$\left\{ \frac{A(H-Y)}{T_s} \frac{dT_s}{dt} \right\} - [I] \left\{ \left(\frac{w}{\rho} \right)_a + \left(\frac{w}{\rho} \right)_s \right\} = - \left\{ \frac{W_a}{\rho_a} + \frac{W_s}{\rho_s} \right\} \quad \dots (1.5.25)$$

ただし、 $\left(\frac{w}{\rho} \right) = \frac{w^+}{\rho_i} - \frac{w^-}{\rho_j}$ である。

(c) 流れの圧力場

流れの圧力場を規定する関係式は、§1-5-2 (4) の(1.5.14')式を使用する。

$$C_p [I] \{ (wT)_s + (wT)_a \} = \{ Q_s + Q_a \} \quad \dots (1.5.26)$$

ただし、 $(wT) = w^+ T_i - w^- T_j$ を意味する。

あるいは、煙層と空気層をまとめて次のように記述する。

$$\{0\} = -C_p [I] \{ (wT) \} + \{ Q \} \quad \dots (1.5.26')$$

ただし、 $(wT) = (wT)_s + (wT)_a$

$$= (w_s^+ T_{s_i} - w_s^- T_{s_j}) + (w_a^+ T_{a_i} - w_a^- T_{a_j})$$

$$Q = Q_s + Q_a$$

である。

さらに、枝での流量を規定するために、次の2つの関係式が必要である。

(d) 枝圧力差 p と節点圧力 P との関係

$$\{p\} + \{p_\sigma\} = [I'] \{P\} \quad \dots (1.5.27)$$

(e) 枝流量 w を与える関係 (図-1.5.2参照)

$$\text{煙層: } w_{s_\lambda} = f_{s_\lambda} (p_\lambda, \rho_{s_i}, \rho_{s_j}, b_\lambda, h_\lambda, \alpha_\lambda, Y_i, Y_j) \quad \dots (1.5.28)$$

$$\text{空気層: } w_{a_\lambda} = f_{a_\lambda} (p_\lambda, \rho_{a_i}, \rho_{a_j}, b_\lambda, h_\lambda, \alpha_\lambda, Y_i, Y_j) \quad \dots (1.5.29)$$

上記の (a) ~ (e) の関係式を解いて、煙層温度の時間変化および煙層高さの時間変化を決定する。圧

力仮定法により計算を行なうとき、床面圧力の仮定値がもたらす誤差の補正を行なうための関係式を必要とする。ここでは、床面圧力の仮定値の補正に、§1-3-7(2)での検討にしたがって、Newton法による方法を用いるものとする。ただし、節点における流量収支式としては、§1-3-11の非定常完全混合の場合と同様に、上記(c)が使用される。このとき、節点での流量収支誤差 $\{\Delta Q\}$ と節点の床面圧力の誤差 $\{\Delta P\}$ との間には、次の関係が成立する。

$$\{\Delta P\} = \left([I] \left[\frac{\partial wT}{\partial p} \right] [I'] \right)^{-1} \{\Delta Q\} \quad \dots (1.5.30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial wT}{\partial p} &= \frac{\partial wT_s}{\partial p} + \frac{\partial wT_a}{\partial p} \\ \text{ただし、} & \quad \dots (1.5.31) \\ &= \left(\frac{\partial w_s^+}{\partial p} T_{s_i} - \frac{\partial w_s^-}{\partial p} T_{s_j} \right) + \left(\frac{\partial w_a^+}{\partial p} T_{a_i} - \frac{\partial w_a^-}{\partial p} T_{a_j} \right) \end{aligned}$$

したがって、 $\{P-c \cdot \Delta P\}$ により、節点の床面圧力の補正を行なう。ただし、 c は補正係数であり、通常0.6程度の値を使用する。

圧力仮定法による計算の流れを図-1.5.3に示す。インシデンス行列の作成は前述の§1-3-3で述べたとおりに作成し、初期条件の与え方は完全混合の場合と全く同様でよい。計算の流れは、完全混合の非定常計算の流れと同一である。使用する流量収支式は(1.5.26')式であり、境界面高さ、節点温度の時間的な変化を求めるために(1.5.24)(1.5.25)式を使用する。

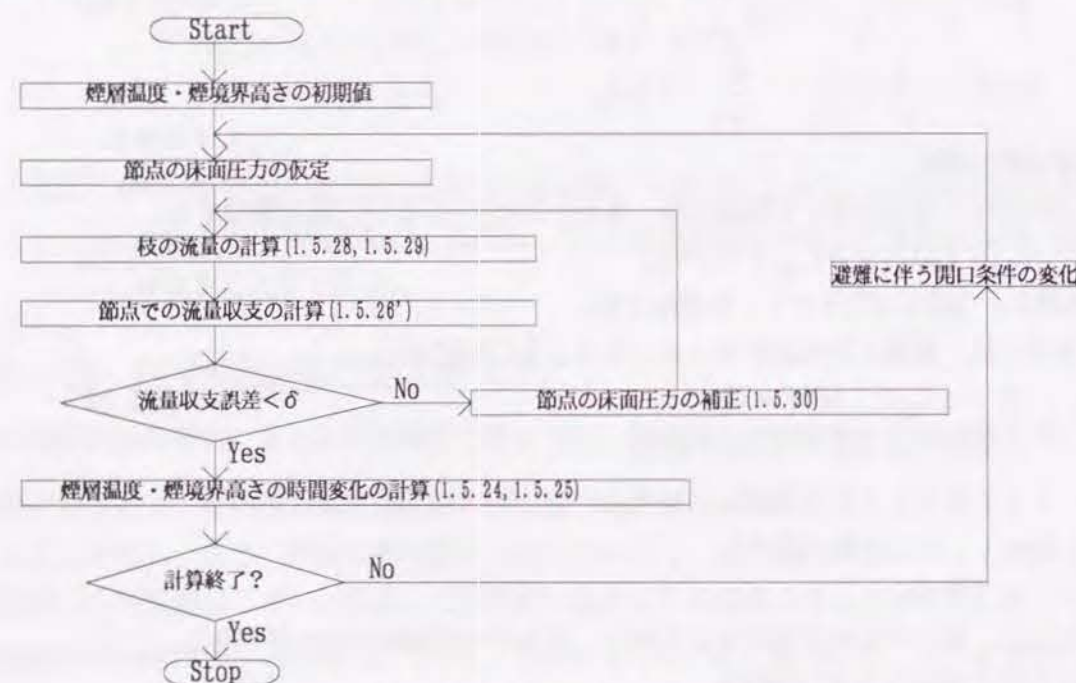


図-1.5.3 圧力仮定法による非定常二層流計算の流れ

1-5-4 流量仮定法による定式化

(1) はじめに

従来の二層流の煙流動計算法は、全てが「圧力仮定法」を用いていた^{1,2,26)}。これまで、二層流の計算に「流量仮定法」を適用したものはなく、定式化もなされていない。§1-3の完全混合の場合の計算

で検討したように、流量仮定法が有力かつ有利な計算法となる場合がある。したがって、§1-3-8および§1-3-12で述べた完全混合の場合の「流量仮定法」を拡張して二層流に適用し、計算の体系化を行なう。

§1-3-8で述べた定常計算では、温度は一定の余条件とし、流れの場の釣り合いのみを求めている。現実の場では流れにともなう温度は変化し、さらに濃度を求めることも必要となる。そのために非定常煙流動計算が必要であり、§1-3-12で完全混合の場合の非定常煙流動計算を体系化した。

二層流の場合も、基本的な考え方は完全混合の場合と全く同様であり、各時間においては温度、濃度は一定であるとして、流れの場の釣り合いのみを考える。異なる点は、煙層の高さが時間的に変化することおよび枝での流れの処理が複雑になり、Newton法を適用する場合の関係式が複雑になることである。

なお、熱エネルギー収支式は節点での壁への熱伝達や燃焼による発熱などの発熱項を含む。その表現法には精粗様々な取り扱い方があるが、ここではその取り扱い方を論ずることが目的ではないので、完全混合の場合と同様に、発熱項は既知とした処理を行う。

(2) 流量仮定法による非定常二層流の計算

§1-5-3で述べた圧力仮定法による二層流非定常計算の場合と同様に、通常の建築火災の場合を想定し、絶対圧力の時間変化 $\frac{dp}{dt}$ を考慮せず、圧力は瞬時に平衡するとして、その圧力場で発生する圧力差のみが流れの場に影響すると考える。また、煙層と空気層との混合が小さく、さらに空気層への熱伝達は小さいと仮定して、空気層の温度変化を無視することが多い。従って、ここでは空気層温度が一定かつ $\frac{dp}{dt}=0$ の場合を取り扱うものとする。

非定常の二層流煙流動計算では、煙層の温度および煙境界面高さの時間変化を求めることが目的である。その際の条件として、各時間において節点での体積が一定であり、またループ圧力差の収支が満足されていることが必要であるのは非定常完全混合の場合と同じである。

以下に、計算に用いる関係式を示す。ただし基礎式での $\frac{dp}{dt}$ の項すなわち圧力の時間勾配項の影響は他の項と比べて小さいので無視している。空気層の温度は一定、比熱は温度、圧力に無関係に一定とし、さらに煙、空気ともに完全ガスと考え、加えて絶対圧の変化は小さいとして $pT=\text{const.}$ と仮定する。

(a) ループ圧力差の関係式

$$\{0\} = [L] \{p + p_0\} \quad \dots (1.5.32)$$

(b) 枝における圧力差と正味流量との関係

二層流の場合でも、枝の正味流量は、枝圧力差、煙層と空気層の温度および煙境界面高さが与えられれば、解析的に計算できる。そのときの一般的な表現は次のようになる。

$$w = f(p, \rho, Y, \text{開口条件}) \quad \dots (1.5.33)$$

例えば、図-1.5.4のような場合、 $H_1 \leq h < Y_1$ 、 $Y_1 \leq h < Y_j$ および $Y_j \leq h \leq H_2$ の3つの部分に分けてそれぞれの部分について換気計算式を適用して枝の正味流量を求めることができる。これまでと同様に、枝の向きを*i*節点から*j*節点の方向とすると、各部分の流れをまとめることにより、二層流の計算では最大4種類の流れ(*i*節点から*j*節点に流出する煙流 w_{st} 、*j*節点から*i*節点に流

入する煙流 w_s^- 、i節点からj節点に流出する空気流 w_a^+ 、j節点からi節点に流入する空気流 w_a^- の和として求められ、正味流量は次のように表現できる。

$$W = w_s^+ - w_s^- + w_a^+ - w_a^-$$

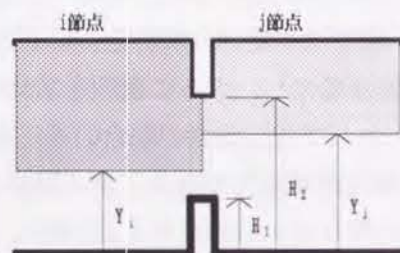


図-1.5.4 二層流の考え方

(c) 節点での熱エネルギー収支式

圧力の時間変化項が無視できる場合には、(1.5.4')と(1.5.5')式の辺々を加え合わせた後、(1.5.6)式の関係を用いることにより次の関係式を得る。

$$\{0\} = -C_p \cdot [I] \{(wT)\} + \{Q\} \quad \dots (1.5.34)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし、} (wT) &= w_s^+ T_{s_i} - w_s^- T_{s_j} + w_a^+ T_{a_i} - w_a^- T_{a_j} \\ Q &= Q_s + Q_a \end{aligned}$$

この式は、上下各層の境界移動による仕事は、節点全体については打ち消し合うことを示す。インシデンス行列とループ行列との関係を考慮して、上式を変形して次式を得る。

$$C_p \cdot \{(wT)_t\} = C_p \cdot [L_t'] \{(wT)\} + [I_t]^{-1} \{Q\} \quad \dots (1.5.34')$$

ただし、添え字 l は、treeの部分を取り出すことを意味する。

この関係式は、ループの正味エネルギー流量が与えられれば、木を構成する枝の正味エネルギー流量が計算できることを示す。

(d) 枝の正味エネルギー流量が与えられた場合の枝圧力差

(1.5.34')式を枝圧力差と枝流量との関係と組み合わせることにより、枝の正味エネルギー流量が与えられた場合の枝圧力差を求めることができる。その方法は§1-3-12の非定常完全混合の流量仮定法による計算の場合と基本的には同じであり、枝圧力差 p を仮定値として(1.5.33)式を満足する流量 w を逐次近似法によって求め、その値を用いて計算した枝の正味エネルギー流量 (wT) と既定の (wT) の値とが等しくなるように枝圧力差を補正しなおすという二重の逐次近似を用いられたい。なお、正味エネルギー流量誤差 $\Delta(wT)$ と仮定値の補正量 Δp との関係は次のようになる。

$$\Delta(wT) = (T_{s_i} \frac{\partial w_s^+}{\partial p} - T_{s_j} \frac{\partial w_s^-}{\partial p} + T_{a_i} \frac{\partial w_a^+}{\partial p} - T_{a_j} \frac{\partial w_a^-}{\partial p}) \cdot \Delta p \quad \dots (1.5.35)$$

(e) 煙層温度の時間変化の式

基礎式の煙層の流量収支式(1.5.1)とエネルギー収支式(1.5.4')とから次式を得る。

$$\{A(H-Y)C_p \rho_s \frac{dT_s}{dt}\} = -C_p [I] \{(wT)_s\} + \{\hat{Q}_s\} + \{C_p \hat{w}(T_a - T_s)\} \quad \dots (1.5.36)$$

ただし上式右辺の $(wT)_s$ は、 T_{s_k} を k 節点の煙層温度とすると、 k 節点の計算時は次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} (wT)_s &= (wT)_s - w_s \cdot T_{s_k} \\ &= (w_s^+ T_{s_i} - w_s^- T_{s_j}) - (w_s^+ - w_s^-) T_{s_k} \end{aligned}$$

すなわち、 k が i または j に等しいとき、次式となる。

$$(wT)_s' = w_s^- \cdot (T_{s_i} - T_{s_j}) \quad k=i \text{ のとき}$$

$$(wT)_s' = w_s^+ \cdot (T_{s_i} - T_{s_j}) \quad k=j \text{ のとき}$$

また、 \hat{Q}_s は煙層での発熱量であり、 \hat{w} は空気層から煙層へ流入する流量である。

(f) 煙境界面高さの変化の式

煙層のエネルギー収支式(1.5.4')より次式を得る。

$$\{AC_p \rho_s T_s \frac{dY}{dt}\} = C_p [I] \{(wT)_s\} - \{\hat{Q}_s\} - \{C_p \hat{w} T_a\} \quad \dots (1.5.37)$$

(g) ループ正味エネルギー流量の誤差とループ圧力和収支の誤差との関係

ループの枝エネルギー流量が誤差 $\Delta(\tilde{w}T)$ を持つと、(1.5.34')式の関係からすべての枝流量が誤差を持ち、そのため(1.5.35)式から決定される枝圧力差にも誤差を生じ、したがって(1.5.32)式のループ圧力和の収支が満足されず誤差 $\Delta \bar{p}$ を生じる。このときの誤差の関係はNewton法を用いて整理すると次のようになる。

$$\{\Delta \bar{p}\} = [L] \left[\frac{1}{\frac{\partial (wT)}{\partial p}} \right] [L'] \{\Delta(\tilde{w}T)\} \quad \dots (1.5.38)$$

$$\text{ただし } \frac{\partial (wT)}{\partial p} = (T_{s_i} \frac{\partial w_s^+}{\partial p} - T_{s_j} \frac{\partial w_s^-}{\partial p} + T_{a_i} \frac{\partial w_a^+}{\partial p} - T_{a_j} \frac{\partial w_a^-}{\partial p})$$

この関係式は、ループ圧力和の収支の誤差からループの正味エネルギー流量の仮定値の補正量を求めるのに用いる。 $\frac{\partial (wT)}{\partial p}$ を求めるには、煙層、空気層それぞれ2つずつ、合計最大4個の和になるが、結果として一つにまとめることができるために、基本的には完全混合の場合と同様に考えることができる。この関係式の未知数は枝の正味エネルギー流量 $(\beta - n + 1)$ 個であり、定常完全混合の場合の未知数の数と同じであり、非定常二層流計算におけるグラフおよび計算法の変更は必要としない。

(h) 計算の流れ

非定常二層流の場合の計算の流れを図-1.5.5に示す。

計算の各時間においては、煙温度と煙境界面高さが既知として、(1.5.32)式で表されるループ圧力和が0になる関係を満足する流れの場を求める。このためにループの正味エネルギー流量を仮定して、(1.5.35)式を満たす枝圧力差を求め、それがループ圧力和の関係を満たすまでループの枝の正味エネルギー流量の補正を繰り返す逐次近似計算法を用いる。なお、計算の初期条件として、ループ正味エネルギー流量を与える必要があるが、一般には乱数で与えておけばよい。初期条件の計算以外は前の時間の既知の値を計算の初期仮定値として用いる。

ループ圧力和の関係を満足する枝圧力差が求められれば、この時間でのすべての枝の流量が同時に決定される。したがってこれらの値を用いることにより、次の時間での煙層温度および煙境界面高さが(1.5.36)および(1.5.37)式から計算できる。

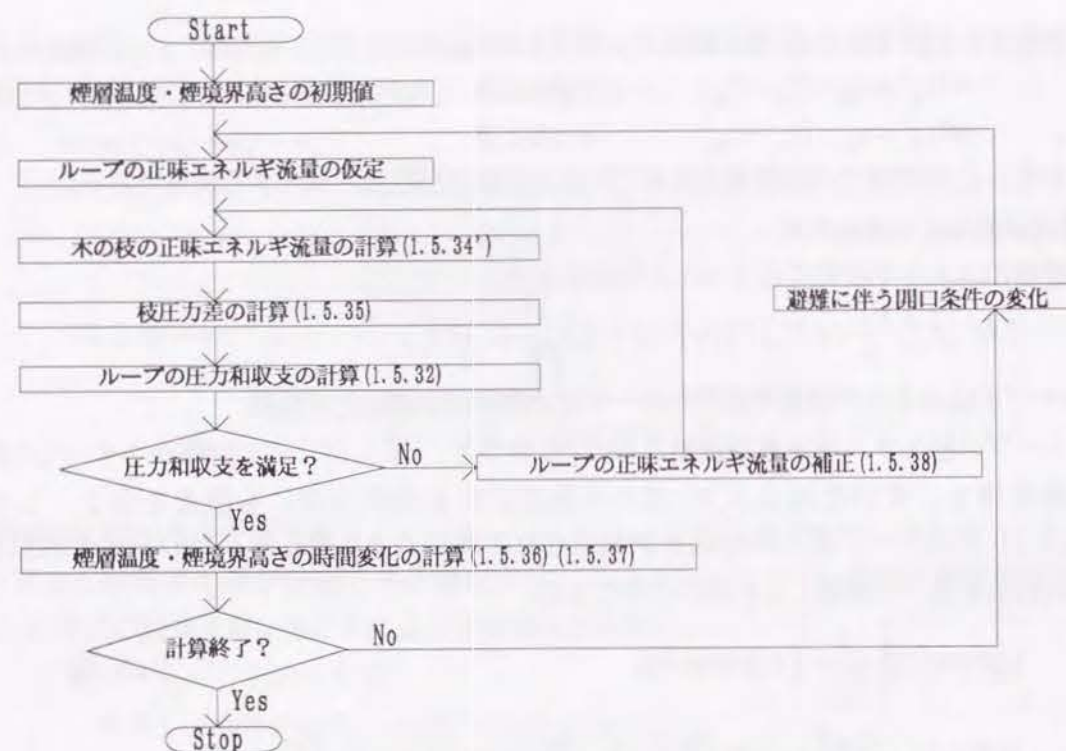


図-1.5.5 流量仮定法による非定常二層流煙流動計算の流れ

1-6 第1章のまとめ

第1章は避難安全を評価するための建物全体における火災時の煙の伝播を予測する計算法について検討したものである。火災時には避難と煙流動とは相互に影響しあう。建物が大規模になるに従いその計算量は増大するために、効率的な計算法が要求される。避難に伴う開口部の開閉の時間変化を考慮する定式化を行い、完全混合の場合と二層流の場合の煙流動計算法を同一の観点から体系化した。

1-2では、煙流動計算に用いる基礎式について検討した。室の境界面の移動も考慮し、一般化したものである。

1-3では、完全混合状態での定常及び非定常の煙の伝播の煙流動計算に関する詳細な検討を行った。火災時の人の避難による開口部の開放など人の流れが煙の伝播に及ぼす影響は極めて大きいために人の流れと煙の流れを統一した観点で取り扱うことが望ましく、この立場から煙流動計算に用いる煙伝播経路に関するグラフを構成する方法を示した。このグラフをもとにインシデンス行列、ループ行列を用いた計算法の体系化を行った。計算の方法としては、圧力仮定法、流量仮定法ともに検討し、従来全く用いられていない流量仮定法が有効な方法であることを示した。また避難に伴う開口部の時間変化の取り扱い方法を示した。

1-4では、開口部から二層流として流出する煙の性状について水理学的な方法により検討し、従来の流出モデルが持つ欠点を指摘した。ここで検討したモデルにより、盛期火災時の燃焼速度と流入空気量との関係を明確にした。ただし、実用的な観点からは、通常の条件下では従来のモデルを用いることが許容できることも示した。

1-5では、建物全体の煙の流れを二層流として扱う場合の計算法を体系化した。従来曖昧であった基礎式の誘導過程について詳細な検討を行い、下部空気層の温度を一定として取り扱ったり、圧力の時間変化項を無視したりする場合には注意が必要であることを示した。1-3の完全混合の場合の計算法を拡張し、圧力仮定法と共に、従来全く定式化されていない流量仮定法による計算を可能とした。開口部での流れを正味流量で取り扱うことにより、完全混合の場合も二層ゾーンの場合も同様の取り扱いができることを示した。

以上、第1章で行なった煙流動計算法の確立により、火災時における避難安全評価のための建物全体の煙伝播予測の効率的な計算が可能となったと考えられる。

第1章 参考文献

- 1) T. Wakamatsu; Calculation of Smoke Movement in Buildings, BRI Research Paper, No. 34, 1968. 8
- 2) H. Yoshida et. al.; A Fortran IV Program to Calculate Smoke Concentrations in a Multi-Story Building, Computer Program No. 45 of the Division of Building Research, NRCC, 1979. 6
- 3) J. H. Klotz, J. W. Fothergill; Design of Smoke Control System for Buildings, ASHRAE and NBS, 1983. 9
- 4) 前田敏男; 多数室の換気計算法, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 1961. 4
- 5) 石原; 建築換気設計, 朝倉書店, 1969
- 6) 換気設計, 日本建築学会設計計画パンフレット18, 彰国社, 1965
- 7) 植崎; 建築環境工学, 第6章, オーム社, 1978
- 8) 寺井俊夫; 排煙設計のための換気計算法についての考察, 日本建築学会近畿支部熱分科会資料, 1971. 5
- 9) 寺井俊夫, 松尾豊広; 排煙ダクト計算法についての考察, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1973. 10
- 10) 鈴木明史; 建築物における空気流動特性の解析について, 京都工芸繊維大学修士論文, 1972
- 11) A. Udo; Studies on Analysis, Design and Control Planning of Water Distribution Networks, 京都大学学位論文, 1985. 4
- 12) 西川, 宇土他; 配水管網の設計と圧力制御のための汎用管網計算法, 水道協会雑誌, 第593号, 1984. 2
- 13) Klotz, Tamura; Fire safety Journal, Vol. 11, 227-233, 1986
- 14) Klotz, Tamura; ASHRAE Trans., Vol. 93, 2217-2228, 1987
- 15) 田中孝義; 小規模建築物の火災のモデル化に関する研究, 京都大学学位論文, 1978
- 16) Tanaka; NBSIR 83-2718, 1983
- 17) J. Prahl, H. W. Emmons; Fire Induced Flow Through an Opening, Combustion and Flame, 25, 369-385, 1975
- 18) Bird, Stewart, Lightfoot; Transport Phenomena, Wiley, 1960
- 19) 服部, 小沢; グラフ理論解説, 昭晃堂, 1974
- 20) Klotz; NBSIR 82-2507, 1982. 5
- 21) 物部水理学, 岩波書店, 1962, p215
- 22) 建築学体系21, 彰国社, S45, p144
- 23) 建築学体系21, 彰国社, S45, p128
- 24) Rockett, Fire Induced Gas Flow in an Enclosure, Comb. Sci. & Technology, 12, 165-175, 1976
- 25) Zukoski, Convective Flows Associated with Room Fires, Semiannual Progress Report, CIT, 1975
- 26) 若松孝旺他; 建築物の煙制御設計(1)-(3), 火災, Vol. 25, No. 1-No. 2, 1975
- 27) 前田, 寺井, 山口; 日本建築学会大会学術講演梗概集, 165-166, 1968. 10

第2章 煙の水平伝播性状

2-1 火災時の煙の水平伝播と避難

(1) 煙の水平伝播と避難

火災時における避難行動に対して煙が及ぼす影響は確定しがたい面がある。健康者であっても火災時に煙の中を避難することは心理的にも生理的にも多大な困難を伴うものであり、身障者や病院の患者にとってはさらに重大な影響を及ぼす。このような観点から、すべての避難者に対して、避難行動中に煙と遭遇したり煙の中を突破して避難せざるをえないような計画は許容されがたい。

最大の問題は、避難開始時において煙がどこまで伝播しているかという問題である。火災を初期の段階で消火すると共に火災室をきちんと区画することが煙伝播を防止する最良の方法であるが、想定を越えた事態によって区画が形成されないことが多いことも過去の火災事例が物語る事実である。火災室の区画に失敗した場合の煙の伝播予測に関しては、煙先端部が時間的にどのように進行するか、どこまで到達しているかに関する情報が重要である。従来このような観点から煙先端部の位置の予測を試みたものはほとんどなく、未だに実用化に至っていない。本研究では水平の煙の伝播予測の定式化を行い、煙先端部の位置の時間的変化の予測を可能とすることを目的とする。

(2) 従来の研究と本研究の位置付け

火災時の煙の流れを取り扱う場合、従来は換気計算法に基づいた取り扱いをするのが通常^{7, 8)}であり、密度流として取り扱うことはほとんどない。わずかに、ベルヌーイ式に基づいて密度流を取り扱ったKarmanの考え方¹⁾に基づいて寺井²⁾が示したようなエネルギーの釣り合いを考慮したもの、浜田³⁾、辻本⁴⁾などが示した質量、運動量の釣り合いをもとに定常状態の煙の性状を検討したものがあるにすぎない。実大の廊下における火災時の煙の伝播実験が行われ^{5, 15)}、煙先端部の位置が時間的に変化して行くことを実験的には確認しながらも、それを解析する手法を持っていないのが現状である。現在、ナビエ-ストークス式に基づく場のモデルによる解析がRehm, Baumら⁶⁾により開発されているが、その手法は明快であるものの実際の計算においては簡易に解が得られるものではない。換気計算法に基づき煙の時間的な変化を追いかけて行く方法^{7, 8)}には不十分な面があると知りつつも、建築計画の段階において簡易に予測できる手法が確立されていない現状では、換気計算法に基づいた手法を使用することもやむを得ないと考えられている。しかし、地下街通路のような水平に長い廊下、大空間における広い天井面などでの初期の煙の拡大を考慮する上では、換気計算法に基づいた区画内部での瞬時拡散による均一化の仮定には無理を生じる。このような場合には、煙先端部の移動速度を考慮しなければ実際の煙の層厚さを薄く評価してしまうことになり、避難安全を評価する上で問題がある。

天井面での軸対称伝播¹¹⁾および直廊下などの水平伝播^{3, 4)}に関するこれまでの研究は、煙が通り過ぎてほぼ定常となった場での釣り合いを考えることが多く、初期の非定常な拡大を問題にする場合には適用できない。伝播時の密度変化を無視する場合の密度流に関する研究としては、Craikらの軸対称流定常跳水問題⁹⁾、Didden, Maxworthyの密度流の軸対称非定常伝播に関する研究¹⁰⁾や水理学における

水問題²²⁾などの研究があるが、これらの研究は定常状態を対象としていたり、実際の煙に見られるような熱損失に伴う密度変化の扱いに関して問題を残している。水平対向流における密度流の先端部の移動に関する研究としてはBenjamin¹²⁾によるものが著名であるが、火災時のような密度流の密度変化の影響に関する取り扱いが不明であり、また解析的な検討で終わっているために各種制限が残されたままである。煙を密度流として扱う観点から、真水と塩水を用いたChovotov, Zukoskiらの研究¹⁴⁾があるが、これらも温度低下を考慮した場合の取り扱いについては不十分である。Benjaminの研究を煙流動に応用したHinkleyの研究¹³⁾は、やはり煙先端部の移動性状を定式化したものとはなっていない。天井面における煙の性状に関するAlpertの研究¹¹⁾も、定常状態を対象とした煙層内部の扱いに関するものであり、煙先端部の移動を予測したものではない。

本章では煙先端部の位置の時間変化を予測することを目的としている。そのために、まず塩水と真水を用いた密度流の模型実験を行い、煙先端部における流れの駆動力に関するモデル化を検討し、熱損失のない場合の密度流先端部の移動性状の把握を行う。それをもとに熱損失により密度が変化する場合の取り扱いを考察する。さらに実大廊下を用いた煙伝播実験との比較により、本研究で提案したモデルの妥当性を検証する。最後に、密度流を取り扱う異なった手法として、煙層と空気層の二層に分離しながらも伝播方向に関しては場の取り扱いを行なうハイブリッドモデルの提案を行い、その特徴について検討する。

なお、第2章では、第1章での定式化において前提とした区画内部での煙の瞬時拡散が成立しないような、区画のない長い廊下や大空間における煙の先端部の移動を取り扱う。第1章では比較的小さな区画のみで構成された建築物における全館避難などを対象とした定式化を行ったのに対し、第2章では火災初期の避難開始と煙との対応や水平避難を対象とした定式化のための基礎的な研究を行う。

2-2 天井面における煙の初期伝播の密度流モデル

2-2-1 はじめに

火災初期の煙の拡大性状は、火災感知、避難開始時刻などに影響を与える。現在行われている取り扱いでは、火災室での避難開始時間を $2\sqrt{A}$ で与えたりしている¹⁸⁾が、煙流動性状・火災感知との対応が不明確である。また第1章で検討した二層ゾーンモデルによる煙流動予測計算^{7, 8)}では、区画内では水平方向への瞬時拡散を仮定しており、限定された小さい区画内での適用については妥当性があるが、広く大きな室での煙の拡大や長い廊下での煙先端部の位置の予測への適用には困難がある。このような場合の取り扱いとして、(1)巨視的な密度流的（水理学的）取り扱いと、(2)微視的な場の方法による取り扱いの2つの手法が考えられる。(2)の方法は一般性があるものの、その計算には時間と労力が必要である。本節では実用上の軽快さと第1章で述べた建物全体の煙流動予測計算法とのつながりから、(1)の方法の見地から煙先端部の伝播予測を行なう。実際の煙伝播の代わりに、熱損失の影響を無視することにより単純な密度流の移動を取り扱うこととし、真水を空気に、塩水を煙に見立てた模型実験を行い、密度流としての扱いによる煙の拡大性状予測の可能性を検討する。

2-2-2 理論

天井面での煙流動はAlpert¹¹⁾によりブルーム内の流速・温度分布をガウス分布とし、天井衝突後はガウス分布の半分の流速分布を仮定した取り扱いがあるが、定常状態を対象としているために、天井面を流れる煙の先端部位置の時間変化については不明である。また、Didden, Maxworthy¹⁰⁾の実験的研究のように、軸対称密度流の先端部の移動を定式化する試みがあるが、等式表現による関係を与えていないために実際の使用に対しては制限がある。

ここでは、火災時において火災ブルームが天井面に衝突した後、軸対称に拡大する煙先端部の位置を予測する方法を検討する。天井面に衝突した煙は水平方向に向きを変えて拡大するが、過去の実験などに見られるように、水理学でいうところの跳水現象のような層の薄い遷移領域を経た後、層の厚い状態となって水平方向に拡大する。この性状から、天井面での煙の拡大を次の3つの領域に分けて取り扱う。(図-2.2.1参照)

- (1) ブルーム領域
- (2) 天井衝突直後の領域
- (3) (2)以降の領域

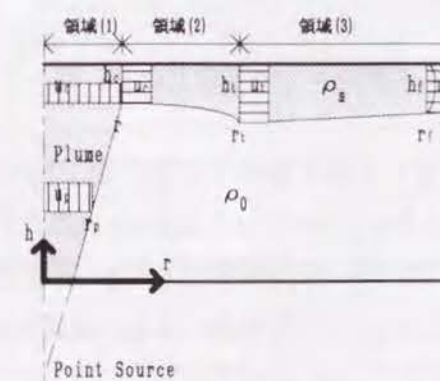


図-2.2.1 軸対称天井面煙流動の模式図

ただし、ここでは煙の熱損失による密度変化については取り扱わず、上記のような領域を考えることにより密度流の先端部の進行性状を取り扱うものとする。

(1) ブルーム領域

(1) のブルーム領域では、天井に到達したブルームの流量および半径を知ることが主眼とする。ここでは、連行係数を用いるMortonらの理論¹⁹⁾を使用する。ただし、流速分布は矩形分布とする。このとき、ブルーム半径 r_p 及び速度 u_p は、次式で与えられる。

$$r_p = \frac{6}{5} \alpha z \quad \dots (2.2.1)$$

$$u_p = \frac{5}{6} \alpha \left(\frac{g \Delta \rho}{10} \right)^{\frac{1}{3}} z^{-\frac{1}{3}} \quad \dots (2.2.2)$$

ただし、 $F = r_p^2 u_p g \frac{\Delta \rho}{\rho_0}$, $\Delta \rho = \rho_0 - \rho_s$

α は連行係数であり、矩形速度分布の場合0.12が適当とされている²⁰⁾。

従って、吹き出し口の半径および流速が既知ならば、仮想点源位置が決定でき、よってブルームの天井の位置での半径 r_c および流速 u_c が与えられる。

(2) 天井面衝突直後の領域

(1) の天井衝突直後の領域では、フルード数 $Fr (= u / \left(\frac{\Delta \rho g h}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}})$ が1より大きい場合、非定常であっても水理学における射流領域となると考えられる。この領域の初期条件に関して次の2つを仮定する。

(a) 衝突の前後で流速は等しい。

(b) 衝突後も流速分布は矩形分布とする。

この仮定により、衝突直後の軸対称水平流の層厚 h_c はブルーム半径 r_c を用いて次式により決定される。

$$h_c = \frac{r_c}{2} \quad \dots (2.2.3)$$

さらに、この領域では周囲流体の巻き込み、密度変化がなく、床面での圧力変化および周囲流体の速度が無視できるとする。また、摩擦は天井面と周囲流体との界面の2面で生じ、その影響は同じと仮定し、摩擦による圧力損失 P_f が動水半径（断面積/摩擦を考慮する辺の長さ $=h/2$ ）を用いて

$$P_f = \frac{\lambda \rho_s u^2}{h} dr \quad \dots (2.2.4)$$

で与えられるとすると、エネルギー収支式より層厚の変化を与える次式が得られる。

$$\frac{dh}{dr} = \frac{(\lambda - \frac{h}{r}) u^2}{-\frac{\Delta \rho g h}{\rho_s} + u^2} \quad \dots (2.2.5)$$

この式は、分母=0すなわちフルード数 $Fr=1$ で不定となる。従ってこれ以降を(3)の領域と考える。

(3) (2)の領域以後の領域

(3)の領域での流れは、 Fr が1より小さくかつ1に近い値を持つものとする。このときの流れは、Didden, Maxworthy¹⁰⁾が行なったように、inertia力とgravity力とがほぼつりあい、粘性の影響を無視した取り扱いができるものとする。流れの先端部半径を r_f 、層厚を h_f 、前進速度を u_f 、流量を Q とし、周囲流体の巻き込みを無視できるとして $u_f = \frac{dr_f}{dt}$ を用いると、次式を得る。

$$Q \cdot dt = 2\pi r_f h_f \cdot dr_f \quad \dots (2.2.6)$$

inertia力とgravity力とがほぼつりあうことから、

$$\rho_s u_f^2 h_f r_f = c \Delta \rho g h_f^2 r_f \quad \dots (2.2.7)$$

とおける。この関係はフルード数が一定値 \sqrt{c} であることを意味している。(2.2.6)式と速度の関係式を(2.2.7)式に代入して u, h を消去すると先端部の位置変化を与える式を得る。

$$\frac{dr_f}{dt} = \left(\frac{c \Delta \rho g Q}{2\pi \rho_s} \right)^{\frac{1}{3}} r_f^{-\frac{1}{3}} \quad \dots (2.2.8)$$

この式の誘導方法はDiddenらと異なり、等式の形で得られる。ただし、変形することにより、 r_f が $t^{3/4}$ に比例して拡大するという同一の形を得、 $t < (Q/\nu g')^{1/2}$ の領域に適用できる。

なお平均層厚は、 $\frac{Qt}{\pi(r_f^2 - r_s^2)}$ により与えられる。

2-2-3 模型実験

上記取り扱いの妥当性を検証するため、空気の代わりに真水を、煙の代わりに塩水を用い、煙が浮力で上昇する状況を塩水の密度差による下降に置き換えた模型実験を行う。図-2.2.2に実験装置の概略図を示す。水槽の中心にノズルより一定流量の塩水を流入し、煙先端の移動および層厚を側方のビデオカメラにより観測する。塩水はローダミンBを用いて着色し可視化を行った。伝播時の中心軸断面での変化が確認できるよう、装置周囲を暗くして水槽下部より中心軸断面に沿ってスリット光を当てた。煙流動との相似についてはStecklerら²¹⁾が検討しており、ここでは彼らの実験条件に近い状態を設定した。実験条件を表-2.2.1に示す。

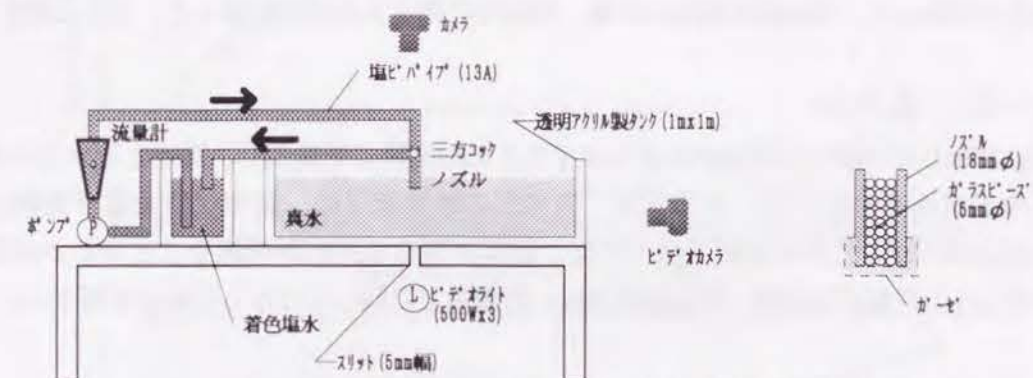


図-2.2.2 真水と塩水を用いた軸対称密度流伝播実験の装置概略図

表-2.2.1 軸対称密度流伝播模型実験における実験条件

実験番号	塩水の流入流量 [l/min]	塩水の密度 [kg/m ³]	真水の水深 [m]
1-a	3.0	1064 (9 [%])	0.155
1-b	3.0	1064 (9 [%])	0.200
1-c	3.0	1122 (17 [%])	0.155
2-a	3.5	1064 (9 [%])	0.155
2-b	3.5	1064 (9 [%])	0.200
2-c	3.5	1122 (17 [%])	0.155
3-a	4.0	1064 (9 [%])	0.155
3-b	4.0	1064 (9 [%])	0.200
3-c	4.0	1122 (17 [%])	0.155
4-a	4.5	1064 (9 [%])	0.155
4-b	4.5	1122 (17 [%])	0.155

2-2-4 実験結果と考察

塩水先端の移動速度の実験結果を図-2.2.3(a)～(d)に示す。横軸はブルームが水槽下面に衝突した後の時間を、縦軸はブルーム中心軸からの塩水先端の半径をとっている。図より、伝播速度は密度および流量に関係し、水面高さには関係しないことがわかる。

同図に、§2-2-2の理論による計算値を示す。計算結果は実験結果とよい一致を与える。なお、(2)の領域の扱いにおいて、摩擦損失係数 λ の値は動水半径を用いた場合のLindquistの式²²⁾

$$\lambda = 0.0158 + 0.8425 (\text{Re})^{-1/3} \quad \dots (2.2.9)$$

を用いた。また、(3)の領域のgravity力とinertia力の関係の比例係数 c は1.1とした場合の一致の程度が最も良かった。 c が1より大きいことは、Fr数が1より小さい領域を扱っている前提に反しているが、これは衝突後の巻込みを無視しているためと推測され、実験時の水平方向拡大時の流量がMortonの方法によるブルーム流量の予測値よりも大きいためと解釈すれば、前提に反するものとは考えなくて良い。

図-2.2.4に実験2-aのブルームが水槽下面に衝突した後の状況を示す。層の厚さは波を打っており一様とは言い難い。実際、実験においてブルーム衝突領域近辺から平均的層厚より高い波の周期的な伝播が観測された。同図に水平流の界面を通しての巻込みがない場合の、上記先端部移動速度計算に対応した平均層厚の計算値を示す。計算値は実際の値よりやや小さく、流量の算定に誤差がある可能性と共に、実測時と計算上の煙層の定義に関する取り扱いに問題が残ることを示す。今後、煙層厚さの定義、界面での巻込み、周囲流体流速の影響、周期的に発生する波の伝播など、さらに検討を要する。

2-2-5 まとめ

火災初期の煙の天井面での移動性状を予測するための関係式を提示し、真水と塩水とを用いた実験によりその妥当性を検討した。その結果、先端部の移動速度は、射流状態を過ぎた後においてはinertia力とgravity力とがほぼ釣り合う状態で伝播するモデル化が可能ながわかった。ただし、界面での巻込みの定量的な評価、周囲流体流速の影響などに関してはさらに検討を要する。

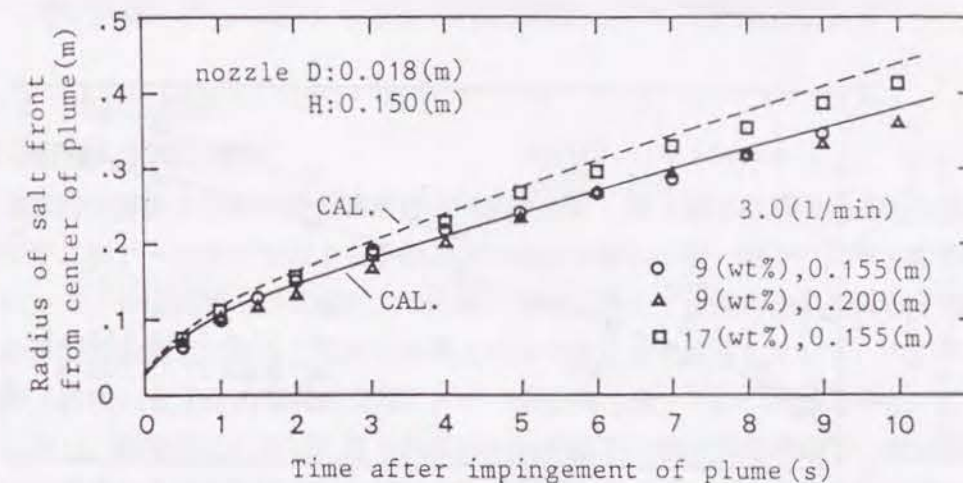


図-2.2.3(a) 密度流先端位置の時間変化の実測値と計算値との比較
塩水流入量3.0[l/min]の場合

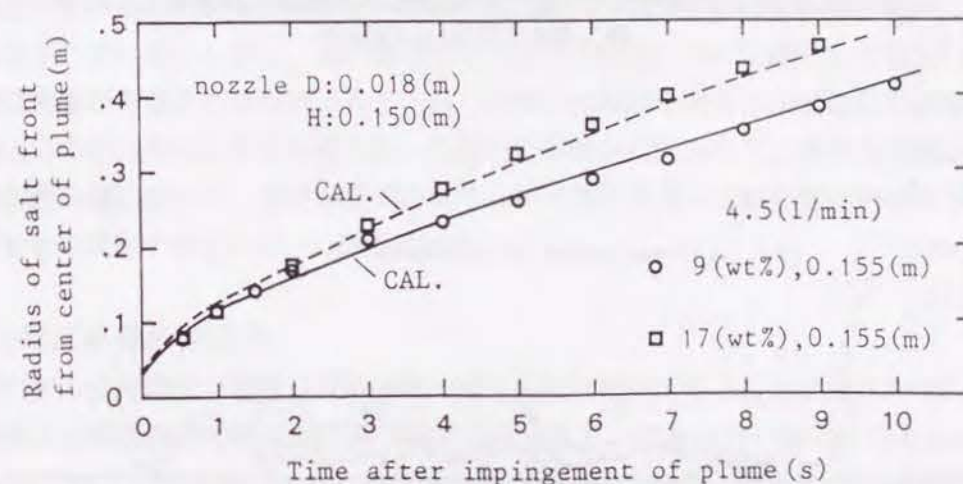


図-2.2.3(b) 密度流先端位置の時間変化の実測値と計算値との比較
塩水流入量4.5[l/min]の場合

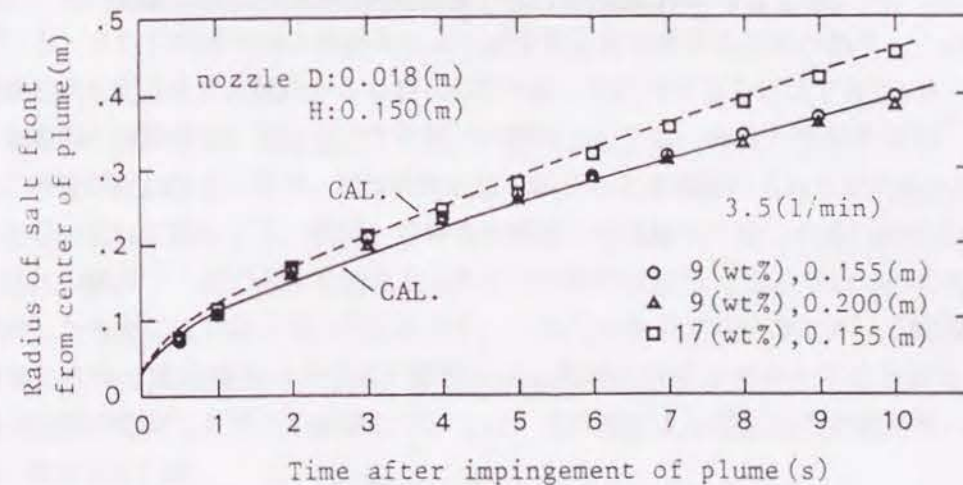


図-2.2.3(c) 密度流先端位置の時間変化の実測値と計算値との比較
流入量3.5[l/min]の場合

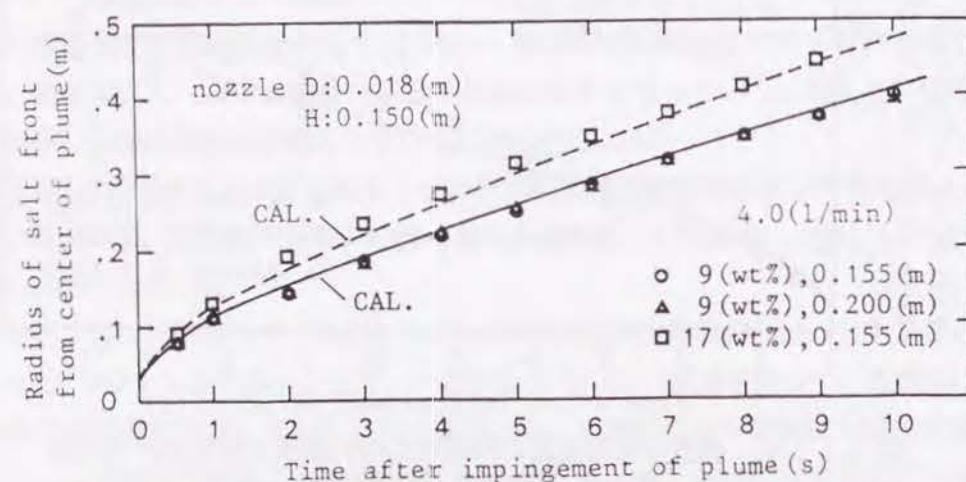


図-2.2.3(d) 密度流先端位置の時間変化の実測値と計算値との比較
流入量4.0 [l/min]の場合

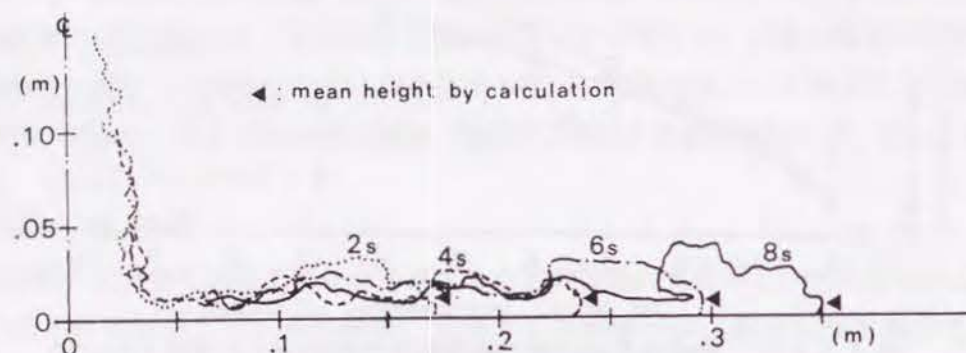


図-2.2.4 中心軸断面における密度流の伝播性状の実測図

2-3 水平廊下における煙の初期伝播の密度流モデル

2-3-1 はじめに

(1) 煙伝播性状予測の現状

火災時の避難安全評価のための煙伝播性状予測のために、第1章では換気計算法を応用した完全混合一層モデルや二層ゾーンモデルによる避難との対応を考慮した統一的かつ効率的な計算法を開発した。二層ゾーンモデルは煙層と空気層の二つの層に分離した上で従来の換気計算法を適用したものであり、換気計算法の延長上にあることから実用上有用であると考えられている。大空間に於ける煙層の降下予測や、住宅のような小規模な空間に於ける煙伝播予測⁷⁾では、実験結果との良い対応が示されている。しかし、事務所ビルなどに見られる長い水平廊下、地下街の通路での煙先端部の進行性状や、高層建物の垂直シャフトを経由した煙の伝播などについては、実際の煙伝播性状と対応したモデル化が行われているとは言い難い。

現在使用されているゾーンモデルにおいては、各区画内では煙が瞬時に拡散されかつ均一な層を形成すると仮定されている。しかし、長い廊下などでは、これを一つの区画とした場合には煙の瞬時拡散の仮定には無理があることは自明であり、もし現実との対応を考えて小区画に分割する場合どのような分割がよいのか、そのような分割を用いた妥当な予測が可能かなど、種々の問題が残されている。特に、煙の初期伝播において、煙層が現実のようなある厚さを持って煙先端部がある有限速度で伝播する煙の挙動を定式化できていないのが現状である。

(2) 煙先端部移動の定式化

火災初期の煙の伝播速度が避難及び防排烟対策上重要な要因であることは知られているが、煙先端部の移動速度及び煙層高さの簡単な予測手法は確立されているとは言い難い。Chobotov, Zukoski¹⁴⁾、Didden, Maxworthy¹⁰⁾らの実験により、密度変化を無視できる場合の密度流の初期移動速度は一定であることが知られている。この知見は密度変化が無視できる場合の煙先端部の移動速度の予測に使用可能であるが、そのときの比例係数すなわちいかなるフルード数が妥当であるかについては不明な点が残されている。さらに実際の煙は熱損失により密度変化を考慮する必要がある、この点を考慮した先端部の移動性状を定式化する観点からも彼らの取り扱いを使用することはできない。

密度流の先端部の移動性状に関する土木分野での研究としては、福田ら²⁸⁾や平野ら²⁹⁾により実験的研究及びその解析が行われているが、密度変化を取り扱うことを視野に入れた定式化とは言いがたい。

二層化した煙の流れに関しては、前田、寺井等の煙層と空気層の二層化の流れの安定性^{23, 24)}、垂れ壁を越える流れの解析²⁵⁾、煙の遡上を防止するための実験的研究^{26, 27)}などやKármánの方法を二層流の煙流動に適用した寺井による取り扱い²⁾があるが、これらは全て定常状態における問題を対象としており、密度変化を伴う煙先端部の非定常の移動性状の解明には直接使用することができない。また、垂れ壁に煙先端部が衝突した場合の挙動については、垂れ壁による煙伝播の遅延効果の程度など、不明な点も多く残されている。

有力な手法として場のモデルによる密度流の解析が行われており、Rehm, Baumら⁶⁾の煙流動性状の研究や、武本らの堰上の流れの取り扱い³²⁾、開水路非定常流の数値計算³¹⁾、武内らの自由表面流れに関する数値計算³⁰⁾などが有り、その一般性は非常に高い。しかしながら、現時点における計算上の時

間的経済的制約及び防災計画において使用されているゾーンモデルとの対応を考慮すると、非定常の煙伝播を場のモデルのみで取り扱うことには無駄な点も多い。ここでは、場のモデルほどの精度を要求せず、比較的簡単な方法によって第1章で開発した建物全体の煙流動計算と整合性をとるための煙先端部の移動性状の定式化を目指す。

本節では、熱損失を考慮した煙先端部の移動性状の定式化を行なうための基礎として、密度変化のない場合の密度流の伝播に関する実験に基づいて先端部の移動性状の定式化を行う。熱損失による密度変化の考慮に関しては§2-5で述べる。

2-3-2 模型実験

煙先端部の移動速度及び垂れ壁衝突時の挙動を見るために、煙層を着色した塩水、空気層を真水に置き換え、実際の煙の流れとは上下を反対にした形の実験を行なう。実験装置の概略を図-2.3.1に示す。

実験装置はアクリル板製であり、幅は14cm、垂れ壁の位置は流入部から40cmの位置にある。実験は、静止した真水中に、床面の幅25mmの開口から上方にローダミンBにより着色した塩水を流入する。流入部はガラスビーズを敷き詰め、流入速度を一定にする。水面は高さ10cmの堰をもうけて一定に保つ。塩水の流入はポンプで行い、流量は面積流量計で測定するが、実験中の流入流量に大きな変動はない。着色した塩水の移動は、水槽横に設置したビデオカメラにより観測する。また垂れ壁衝突時の挙動は、その部分のみを注目する別のビデオカメラにより観測する。

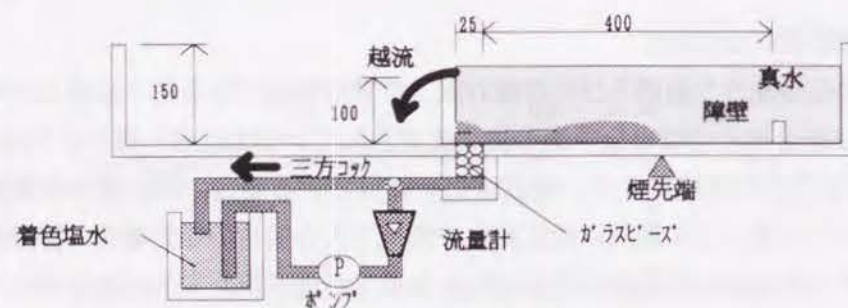


図-2.3.1 実験装置の概略図

2-3-3 密度流先端部の移動速度

(1) 模型実験結果

塩水の比重及び流入流量 Q などの実験条件に対する、塩水伝播の先端部の移動速度 u 及び塩水伝播の後流部の層厚 h などの実験結果を表-2.3.1にまとめて示す。

Diden, Maxworthy¹⁰⁾は、密度流の先端部移動速度 u_f は、流入量を Q 、装置の幅を b 、塩水密度を ρ_s 、密度差を $\Delta\rho$ 、重力加速度を g 、密度流の主流の層厚を h とすると、水平二次元流の場合、

$$u_f \propto \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_s} g \frac{Q}{b} \right)^{1/3} \quad \dots (2.3.1)$$

あるいは $Q=uhb$ の関係をを用いて変形して、

$$u_f \propto \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_s} gh \right)^{1/3} \quad \dots (2.3.1')$$

であることを示している。図-2.3.2に、ここでの実験における u_f と $\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_s} g \frac{Q}{b} \right)^{1/3}$ との関係を示す。図-2.3.2より、両者は線形の比例関係にあるものの、密度により変化を生じていることがわかる。ここでは、次の実験式を先端部の移動速度の式として提案する。

$$u_f = C_1 \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_s} g \frac{Q}{b} \right)^{1/3} - C_2 \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_s} \right)^{1/3} \quad \dots (2.3.2)$$

なお、 C_1 は無次元であるが、 C_2 は速度の次元を持つことに注意する必要がある。(2.3.2)式を変形すると、フルード数は

$$Fr = \left\{ C_1 - \frac{C_2}{\left(\frac{gQ}{b} \right)^{1/3}} \right\}^{3/2} \quad \dots (2.3.3)$$

であり、フルード数が流量により変化することを示す。

図-2.3.2に、 $C_1=1.5$ 、 $C_2=0.1$ とした場合の u の計算値を実線で示す。

表-2.3.1 実験条件および測定結果

実験条件		実験結果			参考	
塩水比重	流入流量 [l/min]	先端部の 速度 [m/s]	後流部の 層厚 [mm]	後流部実測層厚さ に基づくFroude数	$\frac{Q}{ub}$ の層厚さ [mm]	左記の層厚さに 基づくFroude数
1.1300	4.43	0.076	12	0.653	6.9	0.860
1.1305	4.19	0.075	12	0.644	6.7	0.864
1.1300	3.54	0.068	10	0.640	6.2	0.819
1.1300	3.35	0.065	10	0.612	6.1	0.781
1.1305	3.26	0.063	10	0.592	6.1	0.760
1.1295	3.26	0.063	9	0.627	6.2	0.757
1.1310	2.70	0.054	9	0.534	6.0	0.653
1.1305	2.52	0.054	8	0.568	5.6	0.682
1.1300	2.00	0.045	7	0.507	5.3	0.582
1.1305	1.96	0.044	8	0.463	5.3	0.573
1.0710	4.66	0.065	15	0.658	8.5	0.873
1.0690	4.28	0.065	14	0.691	7.8	0.923
1.0670	4.09	0.062	15	0.645	7.9	0.885
1.0690	3.61	0.058	11	0.695	7.5	0.836
1.0690	3.27	0.053	12	0.608	7.4	0.777
1.0675	2.89	0.048	10	0.610	7.2	0.720
1.0700	2.79	0.048	10	0.600	6.9	0.721
1.0700	2.02	0.039	8	0.545	6.1	0.625
1.0680	1.97	0.038	9	0.507	6.1	0.619
1.0345	4.85	0.055	18	0.717	10.5	0.939
1.0370	4.36	0.053	17	0.687	9.9	0.893
1.0360	4.02	0.050	14	0.724	9.6	0.876
1.0370	3.72	0.049	15	0.677	9.0	0.872
1.0350	3.53	0.047	15	0.667	8.9	0.864
1.0355	3.53	0.048	14	0.700	8.8	0.885
1.0350	3.14	0.044	14	0.646	8.5	0.830
1.0375	3.08	0.044	12	0.675	8.3	0.815
1.0365	2.94	0.043	12	0.668	8.2	0.797
1.0375	2.15	0.034	10	0.571	7.6	0.651
1.0370	2.06	0.034	10	0.575	7.3	0.672

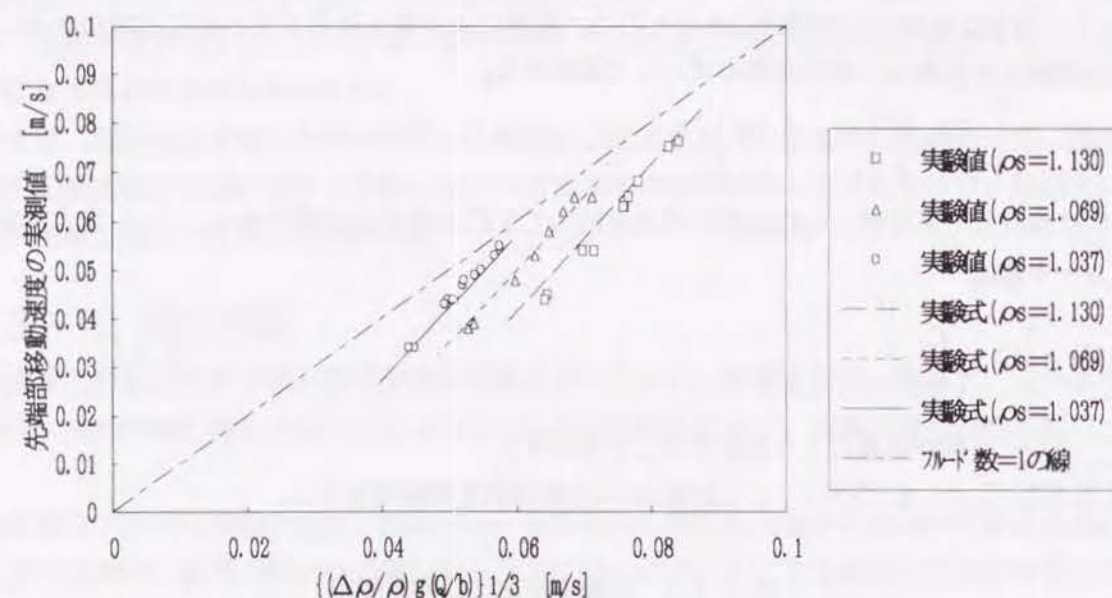


図-2.3.2 密度流の先端部移動速度 u と $(\frac{\Delta\rho}{\rho_s}g\frac{Q}{b})^{1/3}$ との関係

(2) 単純密度流モデルによる移動速度定式化

密度流に関する実験および解析を試みているChobotov, Zukoski¹⁴⁾らやDidden, Maxworthy¹⁰⁾らの知見によれば、密度流先端部の移動速度予測に関しては、(2.3.1)式や(2.3.1')式の関係が得られている。従来このように密度流の移動に関しては、フルード数によってのみ表現できるとされていた。しかし、これらの関係式は移動がフルード数により規定されることのみを示しており、これらの関係式は等式の形になっていないために、等式の形で使用するには実験値が必要となり一般的な定式化とはなっていない。従って、ここでは、幾つかの仮定の下で、密度変化のある煙の先端部の移動性状の予測にも使用可能な形での等式表現を試みる。

(2.3.3)式で示した関係式は、フルード数のみで流れが規定されるという従来の知見とは一致していない。ここでは、フルード数のみによって流れが規定されるという立場に立つ時、上記の実験結果をどのように評価すべきかについても検討する。

(A) 密度流の移動形態のモデル化

水槽内の真水中に塩水を底面から注水した場合の塩水の移動性状を観察する§2-3-2の実験によれば、塩水が真水中を進行していく様子は概略図-2.3.3のようになる。

従来の考え方では、定常的な跳水現象の解析を除けば、密度流先端部伝播実験に見られるような先端部では後流よりも層厚が厚く、先端部を追いかける形で密度流先端部が進行していくという、先端部と後流部の層厚さの違いを特に考慮した扱いは行われていない。Kármánの取り扱い¹¹⁾は定常流のエネルギーの釣り合いの観点からのみであり、Benjaminの扱い¹²⁾も特殊な条件下での解析であり、先端部が後流よりも層厚さが厚い形で先端部が伝播していく現象を説明したものとはなっていない。これらの点を明確にする第一歩として、先端部のふくらみと後流との関係を考慮しながら全体の釣り合い

をとる方法により、密度流先端部の移動速度を定式化する考え方を構築する。



図-2.3.3 実験観測による密度流進行の模式図

図-2.3.3に示した実験観測による形を、図-2.3.4のようにモデル化する。

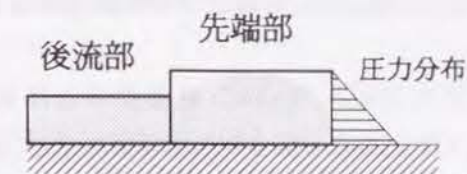


図-2.3.4 密度流進行形状のモデル化

図-2.3.4中及び以下の解析に使用する記号は以下のとおりである。

- A_s : 密度流と周壁との接触面積 [m²]
- b : 横幅 [m]
- C_p : 定圧比熱 [kJ/kgK]
- g : 重力加速度 [m/s²]
- h_f : 密度流先端部の層厚さ [m]
- h_s : 密度流後流の層厚さ [m]
- ΔP : 密度流先端部と周囲流体の圧力差 [Pa]
- Q_f : 密度流先端部の体積流量 [m³/s]
- Q_s : 密度流後流の体積流量 [m³/s]
- Q_0 : 密度流注入点での体積流量 [m³/s]
- u_f : 密度流先端部の速度 [m/s] $u_f = u_f(h_f)$
- \bar{u}_f : 密度流先端部の平均移動速度 [m/s]
- u_s : 密度流後流の移動速度 [m/s]
- ρ_s : 密度流の密度 [kg/m³]
- ρ_0 : 密度流注入点での密度 [kg/m³]
- $\Delta\rho$: 密度流内部と周囲流体との密度差 [kg/m³]

(B) 解析に当たっての仮定

密度流の先端部の移動性状を解析するに当たり、次の仮定をおく。

- 1) 先端部に生じる周囲流体との圧力差と速度との関係は次式で与えられる。

$$\frac{\rho_s u_f^2}{2} = \Delta P \quad \dots (2.3.4)$$

- 2) 密度流後流内部の流速分布は一樣とする。
- 3) 密度流先端部の最大移動速度は密度流後流の流速より大きくない。
- 4) 密度流内部の密度はすべての部分で一定とする。

(C) 密度流先端部の移動速度の定式化

界面からの圧力差の変化が密度差のみに依存すると仮定すると、圧力差は次式で表される。

$$\Delta P = \Delta \rho g h \quad \dots (2.3.5)$$

従って、密度流先端部の任意の厚さ位置での速度は、(2.3.4)式より、

$$u_f = \left(\frac{2\Delta\rho g h}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \dots (2.3.6)$$

となる。この関係式は従来層内の速度を一様として取り扱ったものとは異なり、先端部で放物型の速度分布を考慮することを意味する。このとき、先端部での体積流量は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} Q_f &= b \int_0^{h_f} u_f dh \\ &= b \int_0^{h_f} \left(\frac{2\Delta\rho g h}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{2}} dh \\ &= \frac{2}{3} b \left(\frac{2\Delta\rho g}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{2}} h_f^{\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad \dots (2.3.7)$$

ところで、後流部の層厚がほぼ一定の状態での進行中は、先端部の体積流量 Q_f と注入部での注入流量 Q_0 とは釣り合うから、 $Q_f = Q_0$ である。この関係を用いると、密度流の先端部の厚さは次式となる。

$$h_f = \left(\frac{3}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{2\Delta\rho g}{\rho_s} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{Q_0}{b} \right)^{\frac{2}{3}} \quad \dots (2.3.8)$$

従って、先端部の平均移動速度 \bar{u}_f は次式となる。

$$\begin{aligned} \bar{u}_f &= \frac{Q_f}{b h_f} \\ &= \frac{2}{3^{\frac{2}{3}}} \left(\frac{\Delta\rho g Q_0}{\rho_s b} \right)^{\frac{1}{3}} \end{aligned} \quad \dots (2.3.9)$$

密度流先端部の見かけの移動速度はこの \bar{u}_f と考えることができる。この式から先端部の平均移動速度と先端部層厚を用いたフルード数を計算すると $2^{3/2}/3$ (≈ 0.94)となる。なお、従来の先端部移動速度と後流部層厚とで表されたフルード数との違いに注意する必要がある。

また、先端部での最大流速は次式で与えられる。

$$u_{fmax} = \left(\frac{2\Delta\rho g h_f}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{2}} = 3^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\Delta\rho g Q_0}{\rho_s b} \right)^{\frac{1}{3}} = 1.5 \bar{u}_f \quad \dots (2.3.10)$$

(D) 密度流後流の移動性状

密度流先端部の移動とそれを追いかけて移動を継続させる後流との関係を考察する。非定常伝播中の密度流後流の内部の速度分布については不明な点が多い。ここでは微小圧力差のみが後流の移動に寄与すると考え、さらに内部密度が一定とし、後流内部での速度分布は一様として扱う。このとき密度流断面においては次式が成立する。

$$Q_0 = b u_s h_s \quad \dots (2.3.11)$$

先端部における運動量は、(2.3.6)式の速度分布を考えると

$$b \int_0^{h_f} \rho_s u_f u_f dh = b \Delta\rho g h_f^2$$

であり、一方後流部における運動量は層内の速度分布を一様と仮定し、(2.3.11)式を用いると

$$b \int_0^{h_s} \rho_s u_s u_s dh = b \rho_s u_s^2 h_s = \frac{\rho_s Q_0^2}{b h_s}$$

で表わされる。先端部の運動量と後流部の運動量との釣り合いを考えると次式を得る。

$$h_s = \frac{\rho_s Q_0^2}{b^2 \Delta\rho g h_f^2} \quad \dots (2.3.12)$$

(2.3.11)式と(2.3.9)及び(2.3.12)式を用いて、次の後流部の速度を得る。

$$u_s = \frac{2}{8} \bar{u}_f \quad \dots (2.3.13)$$

従って、後流部速度は先端部の平均速度の9/8倍、層厚さは先端部は後流部の9/8倍である。(2.3.12)式の層厚さと(2.3.9)式の先端部平均速度を用いた場合のフルード数はほぼ1となる。

(E) 単純密度流モデルの解析と実験結果との比較

密度流伝播模型実験における先端部の移動速度と(2.3.9)式を用いて計算した結果との比較を図-2.3.5(a)に示す。なお、図-2.3.5(b)には、(2.3.3)式に示した実験式による計算結果と実験値との比較を参考のために示す。

図-2.3.5(a)より、ここで提案した単純密度流モデルによる値は、実測値よりもやや大きい値を与えるものの、比較的良い近似となることが分かる。ここで示した程度の誤差を許容する場合には、フルード数のみによる取り扱いが可能である。

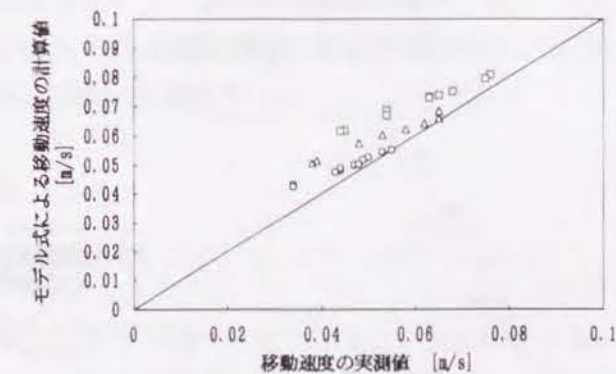


図-2.3.5(a) 単純密度流モデル(2.3.9)式による計算値と実験値との比較

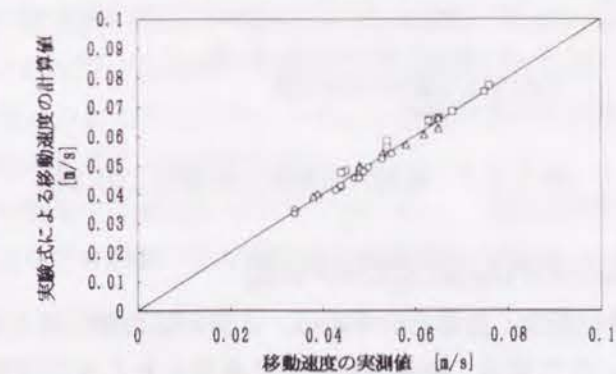


図-2.3.5(b) 実験式(2.3.3)による計算値と実験値との比較

2-3-4 密度流後流部の層厚さ

移動途中での周囲流体の巻き込みが無視できかつ速度分布が既知のとき、先端部の移動速度がわかれば後流部の層厚さがわかる。水理的な取り扱いの場合、速度分布一様を仮定することが多く、§2-3-3 (D) で速度一様の場合の移動性状を検討した。この場合のフルード数はほぼ1であることを示したが、表-2.3.1に示した実測結果によればフルード数は1より小さい。このことは層厚さが一様な速度を仮定した場合の層厚よりも厚く測定されていることを意味している。従って、実測時の層厚さを推定するために以下の検討を行なう。

辻本らの実測により³³⁾、ほぼ定常となった流れ場における火災時の熱気流内部の速度分布の相似性が知られている。非定常流れにおいてもそれが適用できると考え、辻本らの実験結果をもとに簡単のために図-2.3.6のような台形の速度分布を仮定する。このとき、層の厚さは一様速度分布による計算値の1.6倍となる。図-2.3.7に、横軸に実測による先端部移動速度を用いた後流部内部速度一様とした場合の層厚さの計算値（表-2.3.1参考の層厚さ）、縦軸に層厚さの実測値（表-2.3.1実験結果の後流部層厚さ）をとった場合の関係を示す。図より、計算値は実測値のほぼ1.6倍の直線上にあることがわかる。

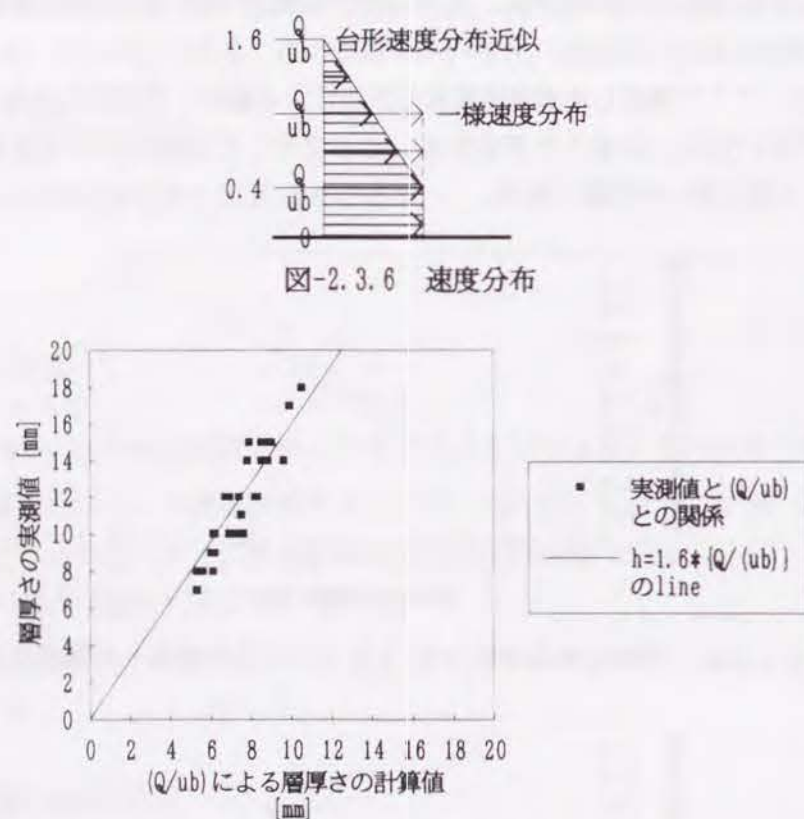


図-2.3.6 速度分布

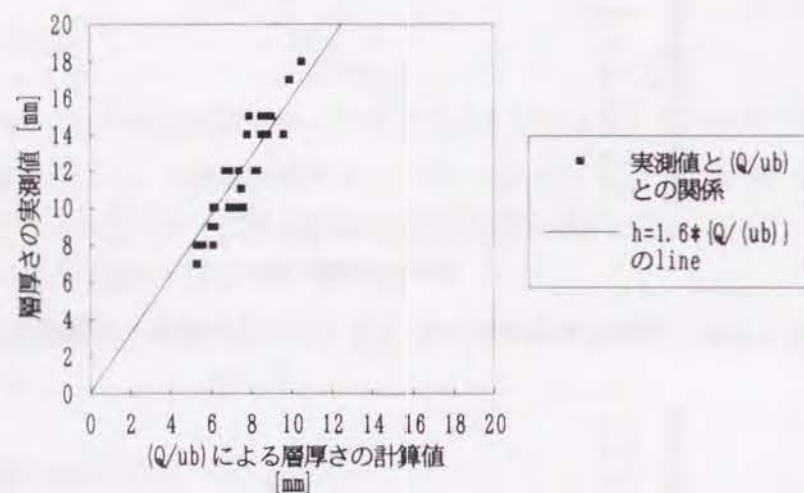


図-2.3.7 層厚の実測値と計算値との比較

2-3-5 先端部の垂れ壁衝突時の挙動

密度流の先端部が垂れ壁に衝突した場合の挙動は、火災初期の煙伝播を遅延させる垂れ壁の有効性を考える上で重要である。ここでは、密度流が障壁に衝突したときに障壁を越えない場合について、ジャンプの高さを予測する。なお、従来の取り扱いに多くみられる定常状態による取り扱いでは、垂

れ壁を越える流れが境界条件となり上流に影響する結果、本論で取り扱っている先端部の移動速度及び層厚の予測とは異なり、従って初期衝突時への適用ができないと考えられる。

(1) 予測式

水平方向の運動方程式と質量保存式のみを使用する。このとき、水平 (x) 方向に作用する力は、 $\frac{1}{2}(\Delta \rho g h)^2$ であり、運動方程式は、

$$\frac{d(mu)}{dt} = \frac{1}{2}(\Delta \rho g h)^2 \quad \dots (2.3.14)$$

となる。また、質量保存式は次式である。

$$mt = xzb \quad \dots (2.3.15)$$

ただし、 $m = \rho_s Q$

この関係式を次の仮定

- 1) 衝突直後の反射速度は0とする
- 2) 衝突時の周囲流体の巻き込みは無視する
- 3) 衝突後、垂直 (z) 方向へは、衝突直前の流速及び幅で垂直方向に押し出されたとする

のもとで解き、垂直方向の上昇速度が0になる高さを求めることにより、障壁衝突時の先端部のジャンプの高さを予測する。

(2) 実験結果との対応

最大高さとなる時間及び高さをVTRより読みとる。図-2.3.8に、先端部部分での層厚を基準とした実測値と計算値の高さの変化の代表例を示す。衝突後の実測値には測定上のかんりの誤差を含むことを考えれば、計算結果はほぼ良い予測値を与えることがわかる。

2-3-6 まとめ

密度流の先端部移動速度の予測式として、 $u = C_1 \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_s} g \frac{Q}{b} \right)^{\frac{1}{2}} - C_2 \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_s} \right)^{\frac{1}{2}}$ を実験結果より求めた。こ

の関係式は、先端部移動時のフルード数が一定ではないことを意味する。ただし、実用上は上記関係式の右辺第2項を無視した、フルード数を一定とした取り扱いが可能であることを示した。その場合のフルード数の値は、 $2^{3/2}/3$ (≈ 0.94) である。

密度流の先端部移動時の後流部の実際の層厚さは、内部速度一様と仮定して得られる値を1.6倍することにより予測できる。これを用いた計算値と実測される層厚さとはほぼ一致する。

密度流の層厚さが垂れ壁よりはるかに小さいとき、密度流の先端部が垂れ壁に衝突したときのジャンプの高さは、単純な運動方程式により予測できる。

課題として、周囲流体が移動する場合についての取り扱い、周囲流体の速度変化に対する上流側と下流側への分流比率の決定などを検討する必要があると考えられる。

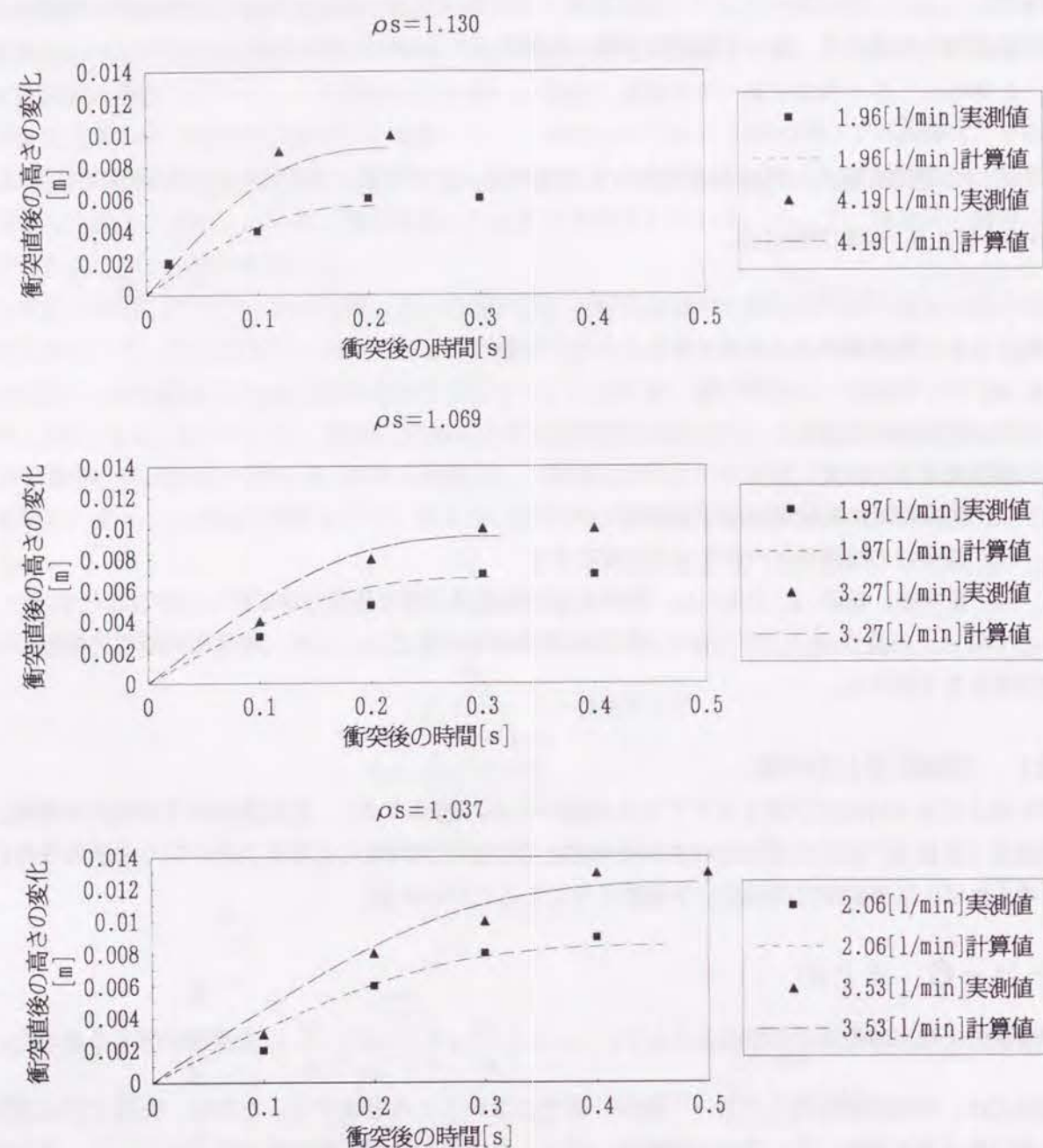


図-2.3.8 障壁への衝突直後の高さの変化

2-4 水平廊下における煙先端部の進行性状に関する実大実験

2-4-1 はじめに

水平廊下における火災時の煙伝播性状に関しては、実大火災実験⁵⁾やHeskestadらの実験¹⁵⁾があり煙先端部の時間変化が示されているが、これらは定常的な煙流れにおける温度低下性状や煙層高さを主眼とした実験として計画されたものであり、先端部の移動を取り扱うには煙量や温度などの実験条件が不明確である。半田、浜田ら^{3, 34)}や辻本⁴⁾の煙の水平伝播性状に関する研究においても、定常的な流れにおける煙層内部の温度分布及び速度分布性状の解明を目的としており、煙先端部の移動の取り扱いに関しては不十分である。また、道路トンネル内での火災時の煙の流れを研究したもの³⁵⁾もあるが、実験的研究にとどまっている。これらの実験ではすべて火源として閉鎖された空間での燃焼を扱っているために、実験時における発熱量や煙流量の確定が困難である。そのために、定式化を行なったとしてもその妥当性の検証に使用するには不確定な要因が多い。

本節では、従来の実験では不明確となっていた煙の流入量及び温度を明確にした実験を行い、その明確な設定条件下での煙先端部の移動性状を実測する。この実験結果は§2-5で述べる熱損失を考慮した密度流モデルの妥当性の検証を行なうために使用される。

2-4-2 実験装置

実験には実在の地下道を使用した。地下道の概要を図-2.4.1に示す。地下道の全長は約70m、幅1.5mであるが、途中で幅が5mに変化した部分があるために、実験に使用した長さは変化部分までの約40mとした。地下道の周壁はコンクリートである。地下道両端に出入口があり、ここではA階段側を開放の出口、B階段側を煙の流入口とした。地下道の途中に3ヶ所の地上に通じたマンホールがあるが、マンホールは密閉、天井面の高さに板を設けた形状とした。また、煙流入口から23mの位置に垂れ壁を設置することにより、煙の進行への垂れ壁の影響を検討する。垂れ壁高さは、0.5mおよび1.0mの2通りとした。

アルコールパンによる火源を使用したトンネル火災実験は行われることが多いが、この方法では燃焼時の発熱量の決定および火源に誘引される空気量と燃焼に使用される空気量の特定が必要であるなど、不確定な要素が多い。ここでは、流入側での境界条件を明確にするために、一定温度、一定風量の煙を流入するとともに、可視化を考慮した煙発生装置を使用した。煙発生装置の概要を図-2.4.2に示す。煙の発生には、トリエチレングリコールを使用した煙発生器(スモークジェット)を使用した。発熱部分は、10kWの電気ヒーターを3組用い、3段階の変化を可能とした。流入空気量は、可変風量型送風機を使用して流入量を変化させ、入り口ノズルを用いて空気流入量を測定した。なお、廊下への吹き出し口部分(120x30cm)には、吹き出し時の影響を緩和するために障壁板を用いた。この煙発生装置はB階段に設置し、煙の吹き出し口以外の廊下との接続部分は閉鎖した。

測定は、煙の先端部の目視による位置および2m間隔での高さ方向の温度変化である。図-2.4.3に温度計測の概要を示す。温度計測には0.32mmΦの銅コンスタン熱電対(type-T)を使用した。流れ方向に20点、各位置での高さ方向に9点の合計180点および外気温度、入り口ノズルの圧力測定など、全部で200点のデータを、データロガー(サモグック)を使用して収録した。収録の時間間隔は12秒とした。目視観測は、データ収録間隔と合わせて12秒毎に指示を与えて観測した。

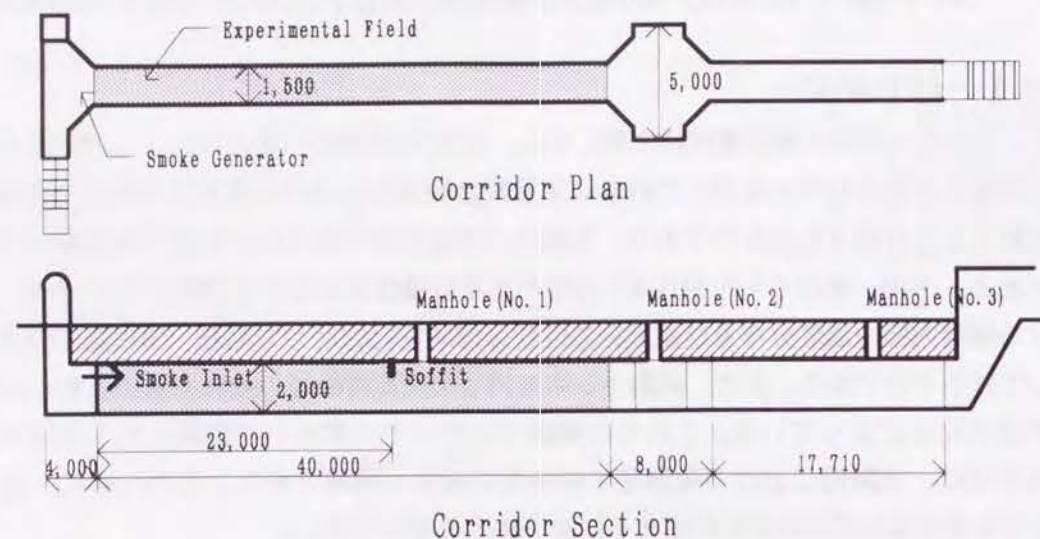


図-2.4.1 実験に使用した地下道の概要

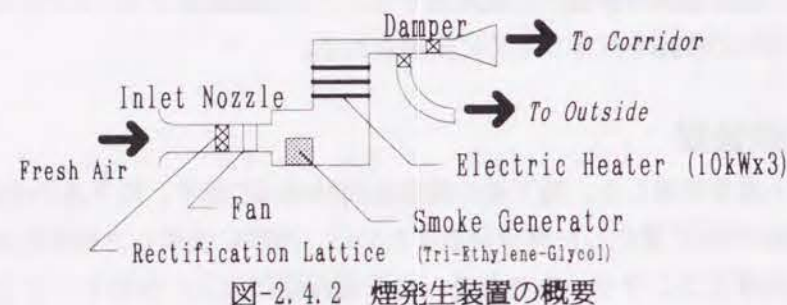


図-2.4.2 煙発生装置の概要

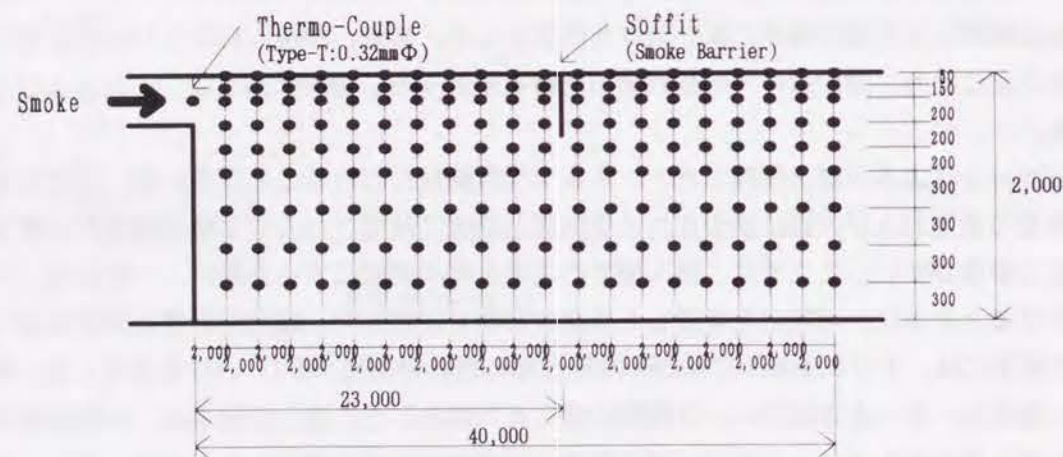


図-2.4.3 温度測定のための熱電対の配置図

2-4-3 実験条件

実験装置における発熱量は3段階に変化させることができる。風量に関しては連続可変可能であるが、ここでは2段階とした。表-2.4.1に実験条件を示す。

条件の組み合わせに従えば、6通りとなるが、低風量での最大発熱の組み合わせは煙発生装置に過負荷となるために行わないこととし、5通りについて実験条件とした。なお、流入量に関して、高風量とは $0.36\text{m}^3/\text{s}$ 、低風量とは $0.25\text{m}^3/\text{s}$ を言い、高発熱量とはヒータ3本同時発熱、中発熱とはヒータ2本発熱、低発熱とはヒータ1本のみの発熱をいう。

表-2.4.1における実験番号で、最初の数字は風量および発熱量の条件、次のアルファベットは垂れ壁の高さを示す。実験1は低風量・低発熱量、実験2は低風量・中発熱量、実験3は高風量・低発熱量、実験4は高風量・中発熱量、実験5は高風量・高発熱量を意味する。また、aは垂れ壁なし、bは垂れ壁高さ0.5m、cは垂れ壁高さ1.0mを意味する。このような条件では、煙流入口での温度は、約 $43^\circ\text{C}\sim 66^\circ\text{C}$ である。煙の温度としては比較的低温であるが、密度流における温度変化の効果を検討するには十分であると言える。なお、図-2.4.4(a)～(e)に、吹き出し口での煙の温度の時間変化の実測値を示す。煙の廊下への流入温度には多少の時間変化が認められる。表-2.4.1には平均の吹き出し温度を示したが、後述の解析においては、吹き出し温度の時間変化の効果を入れる。

表-2.4.1 Conditions of Experiment

Experiment No.	Soffit Height [m]	Inlet Air Rate (mean) [m^3/s]	Inlet Smoke Temperature (mean) [$^\circ\text{C}$]	Corridor Temperature [$^\circ\text{C}$]	Outside Temperature [$^\circ\text{C}$]
1-a	0.0	0.248	48.0	23.6	28.0
1-b	0.5	0.257	50.1	24.3	26.5
1-c	1.0	0.246	51.1	24.5	26.6
2-a	0.0	0.233	64.8	23.7	28.2
2-b	0.5	0.238	64.9	24.3	28.0
2-c	1.0	0.245	67.4	23.8	26.6
3-a	0.0	0.401	43.7	24.5	28.1
3-b	0.5	0.402	42.7	24.3	28.1
3-c	1.0	0.375	42.3	22.9	26.3
4-a	0.0	0.398	56.3	23.7	30.0
4-b	0.5	0.383	56.1	24.1	27.5
4-c	1.0	0.381	57.3	23.1	31.8
5-a	0.0	0.360	68.1	22.8	28.4
5-b	0.5	0.393	68.5	24.1	26.6
5-c	1.0	0.395	69.7	24.6	27.3

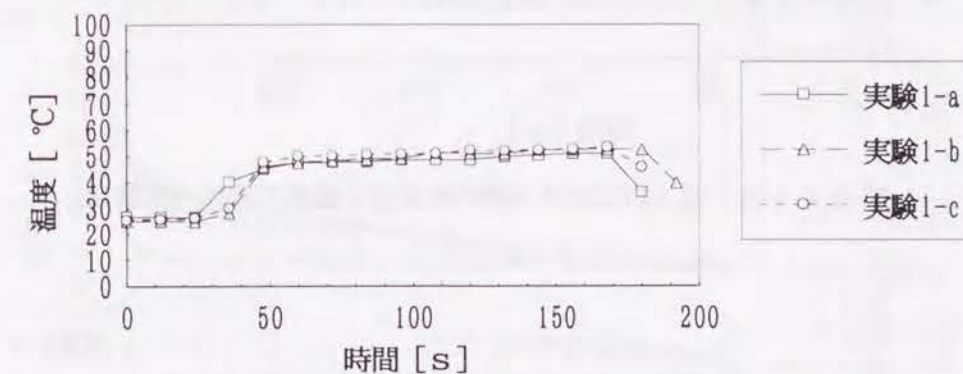


図-2.4.4(a) 流入口における煙の吹き出し温度の変化(実験1)

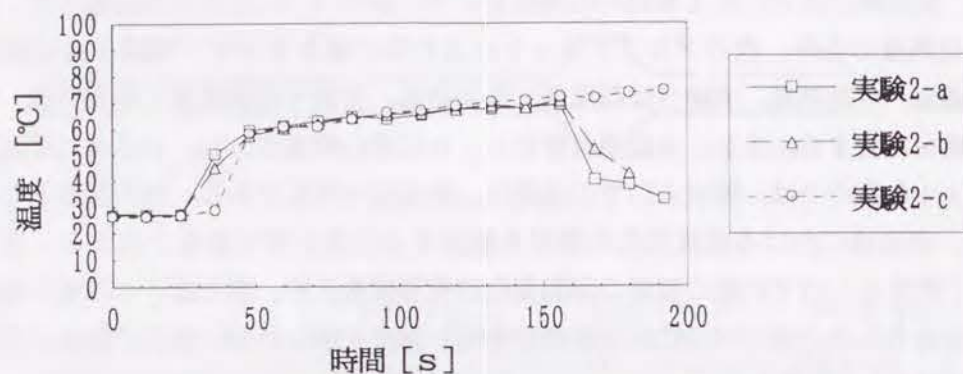


図-2.4.4 (b) 流入口における煙の吹き出し温度の変化 (実験2)

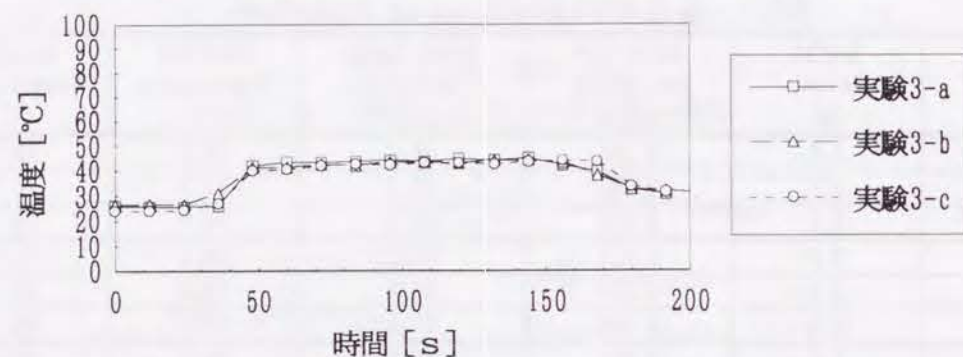


図-2.4.4 (c) 流入口における煙の吹き出し温度の変化 (実験3)

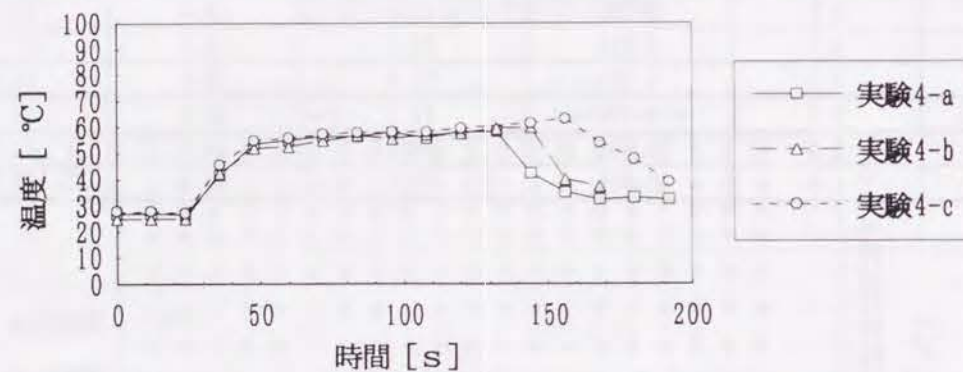


図-2.4.4 (d) 流入口における煙の吹き出し温度の変化 (実験4)

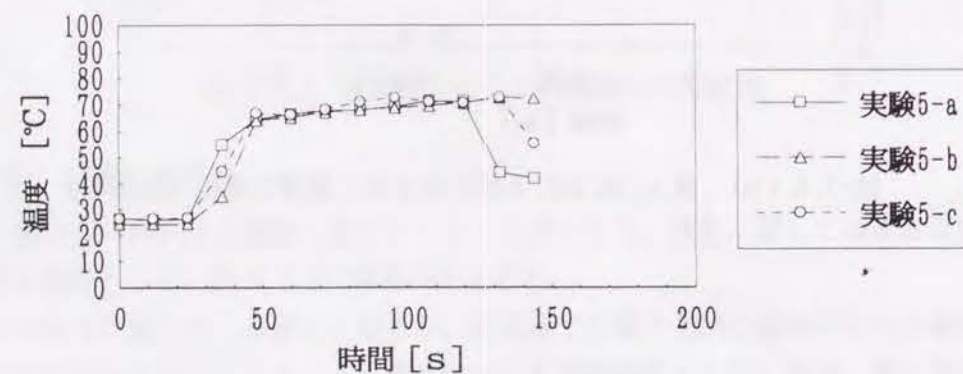


図-2.4.4 (e) 流入口における煙の吹き出し温度の変化 (実験5)

2-4-4 実験結果

(1) 温度変化

図-2.4.5 (a) ~ (c) に、実験グループ2について、天井下0.05mの位置における温度の時間変化を36秒毎に示す。煙先端部の位置で温度が上昇することから、煙先端部が時間とともに進行する様子を見ることができ、この位置は目視による結果とほぼ一致する。また、煙層の温度が熱損失により次第に低下しており、比較的低温の煙でも温度低下の影響を無視できないことが分かる。

図-2.4.6 (a) ~ (c) に、実験グループ2について、吹出口から2m、10m、20m、26mおよび36mの位置における温度の垂直方向の分布を示す。(a)は垂れ壁がない場合、(b)は垂れ壁が0.5mの場合、(c)は垂れ壁が1mの場合であり、それぞれ煙が到達する前の温度も合わせて示す。ここでの実験条件下では天井近傍で最大温度を示すが天井表面温度はほとんど一定のままであること、垂れ壁がある場合に煙先端部が垂れ壁に到達するまでは(a)、(b)、(c)はほぼ同じ垂直分布を示すが、垂れ壁到達後は垂れ壁の高さが大きいほど垂れ壁上流側の煙層の厚さが厚くなること及び下流側の煙層が薄くなりかつ煙温度が低下していることがわかる。



図-2.4.5 (a) 天井下0.05mの温度の時間変化 (実験2-a)

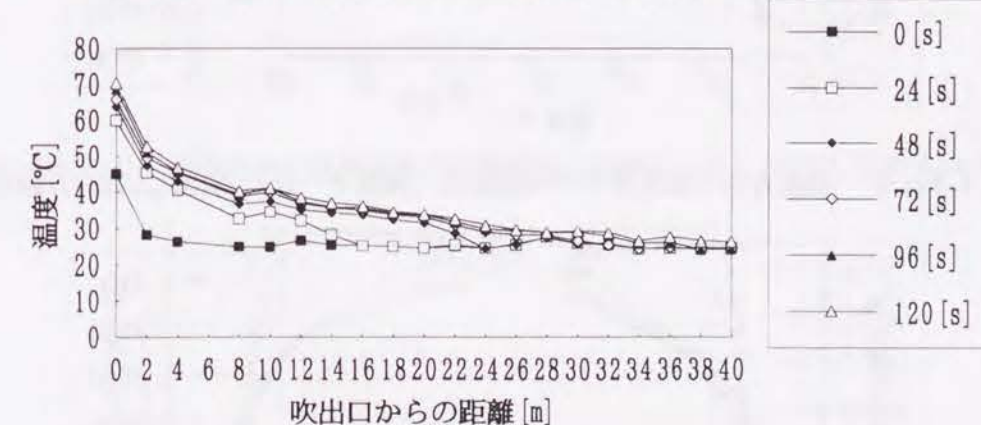


図-2.4.5 (b) 天井下0.05mの温度の時間変化 (実験2-b)



図-2.4.5(c) 天井下0.05mの温度の時間変化 (実験2-c)

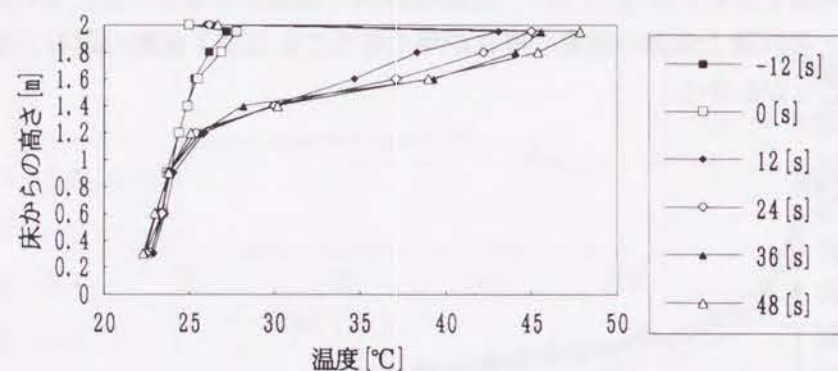


図-2.4.6(a-1) 垂直方向の温度分布の時間変化 (実験2-a) [吹出し口から2mの位置]

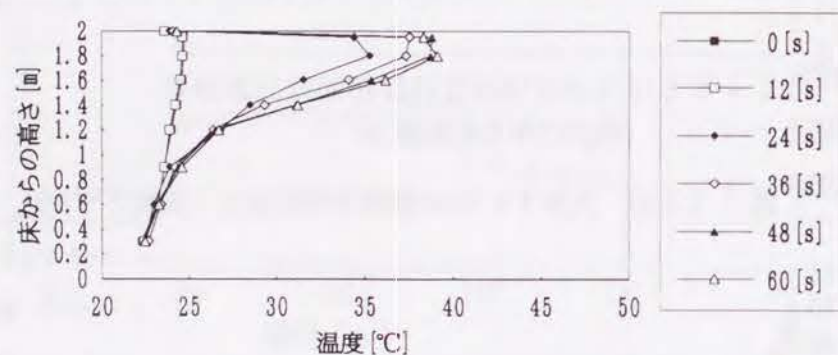


図-2.4.6(a-2) 垂直方向の温度分布の時間変化 (実験2-a) [吹出し口から10mの位置]

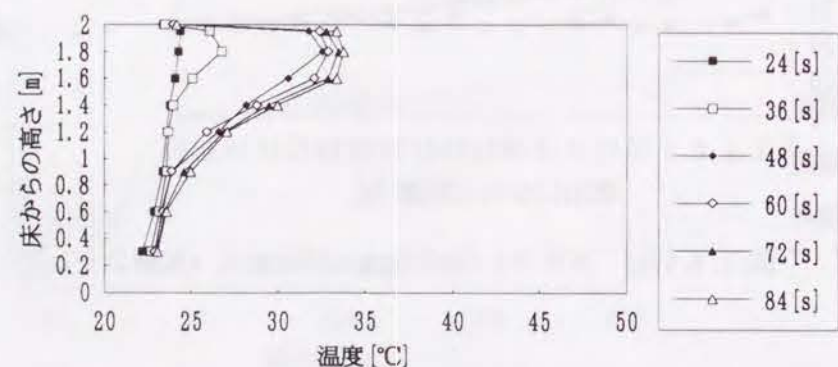


図-2.4.6(a-3) 垂直方向の温度分布の時間変化 (実験2-a) [吹出し口から20mの位置]

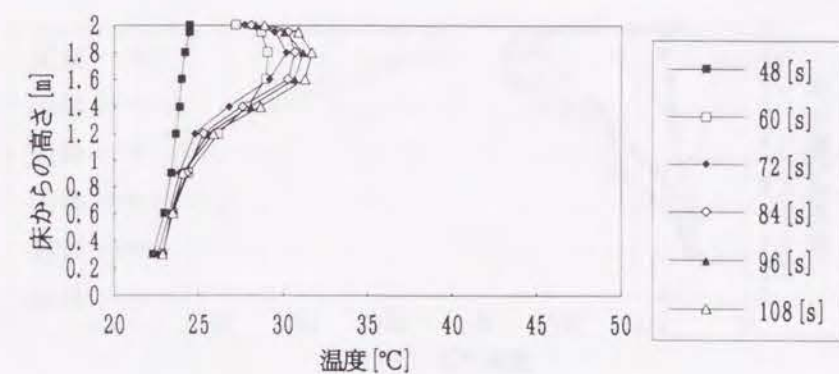


図-2.4.6(a-4) 垂直方向の温度分布の時間変化 (実験2-a) [吹出し口から26mの位置]

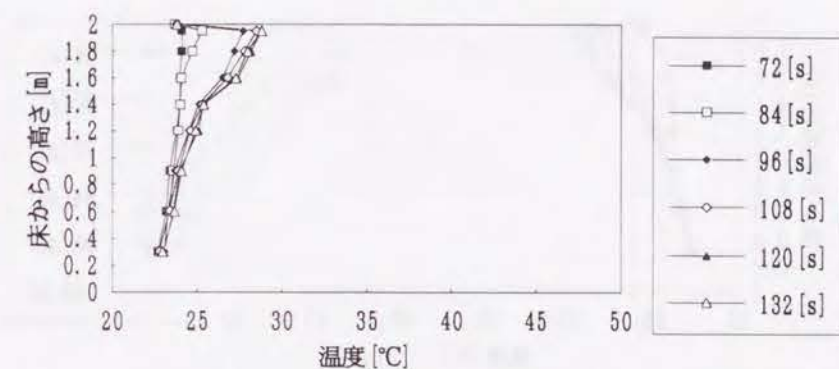


図-2.4.6(a-5) 垂直方向の温度分布の時間変化 (実験2-a) [吹出し口から36mの位置]

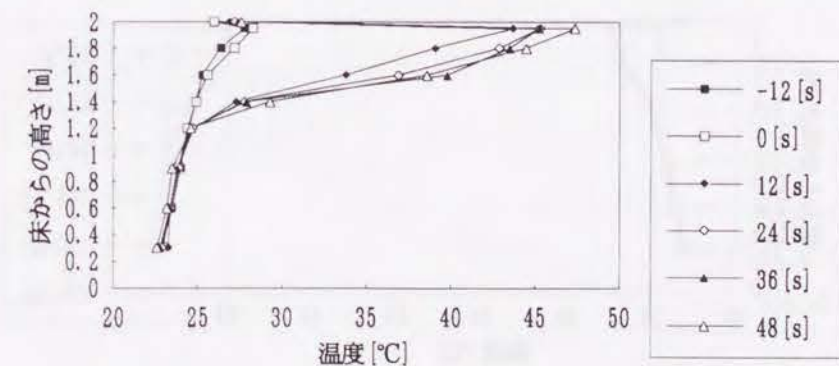


図-2.4.6(b-1) 垂直方向の温度分布の時間変化 (実験2-b) [吹出し口から2mの位置]

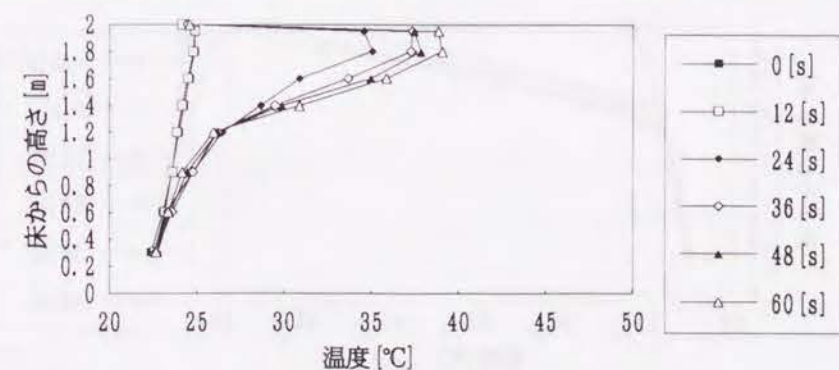


図-2.4.6(b-2) 垂直方向の温度分布の時間変化 (実験2-b) [吹出し口から10mの位置]

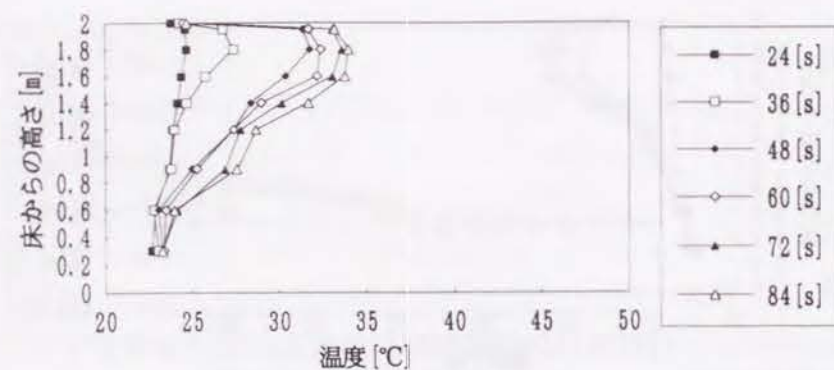


図-2.4.6(b-3) 垂直方向の温度分布の時間変化(実験2-b)[吹出し口から20mの位置]

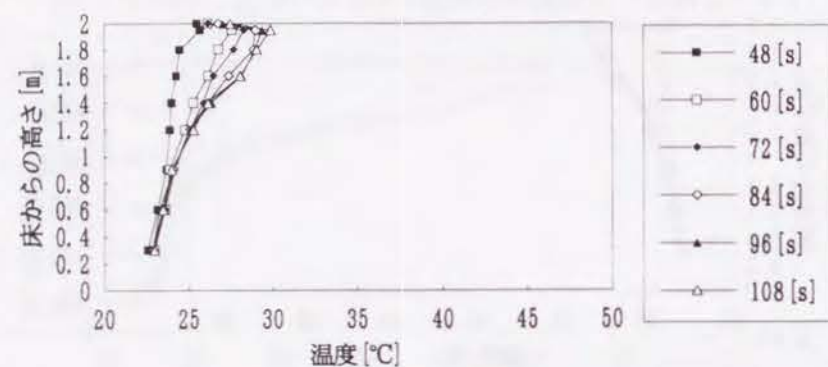


図-2.4.6(b-4) 垂直方向の温度分布の時間変化(実験2-b)[吹出し口から26mの位置]



図-2.4.6(b-5) 垂直方向の温度分布の時間変化(実験2-b)[吹出し口から36mの位置]

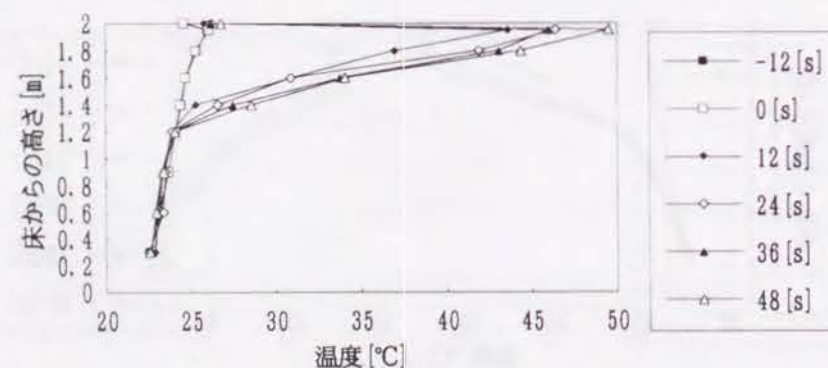


図-2.4.6(c-1) 垂直方向の温度分布の時間変化(実験2-c)[吹出し口から2mの位置]

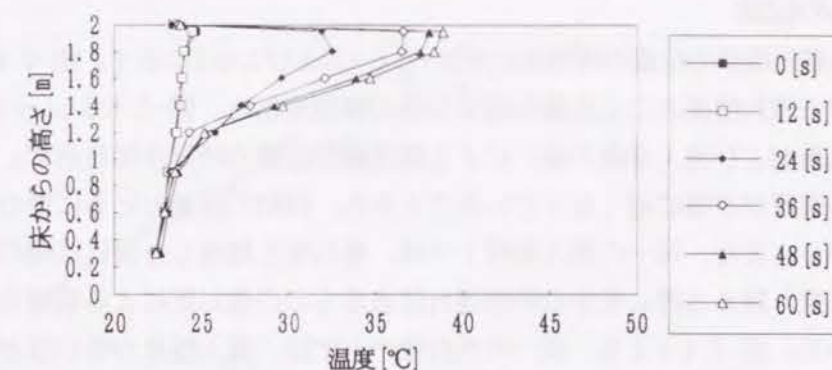


図-2.4.6(c-2) 垂直方向の温度分布の時間変化(実験2-c)[吹出し口から10mの位置]

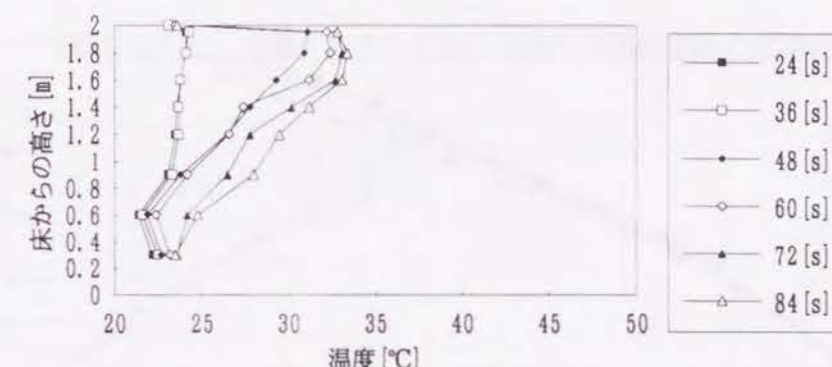


図-2.4.6(c-3) 垂直方向の温度分布の時間変化(実験2-c)[吹出し口から20mの位置]

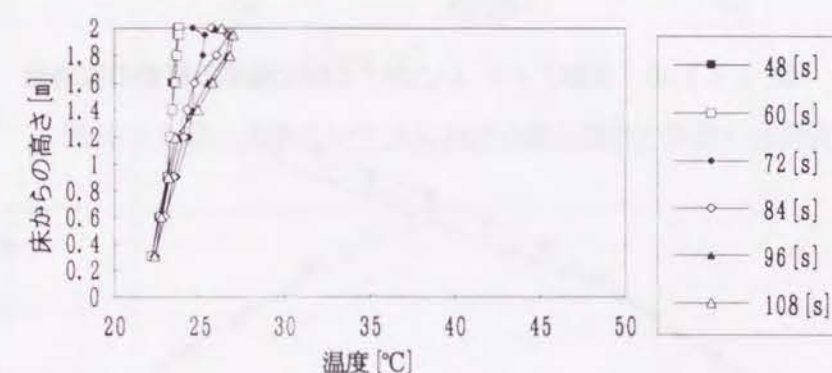


図-2.4.6(c-4) 垂直方向の温度分布の時間変化(実験2-c)[吹出し口から26mの位置]

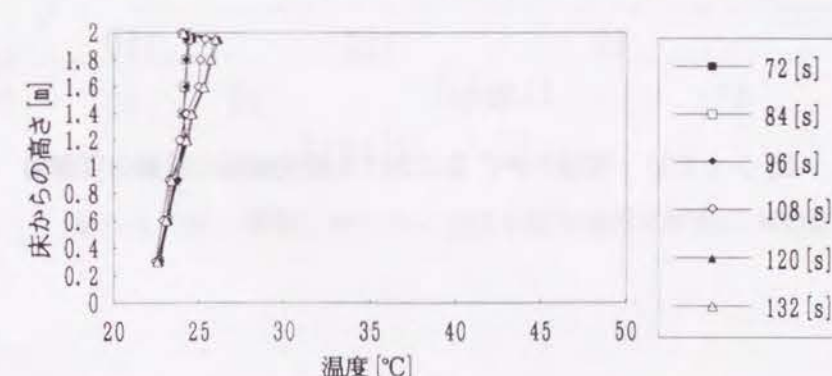


図-2.4.6(c-5) 垂直方向の温度分布の時間変化(実験2-c)[吹出し口から36mの位置]

(2) 煙先端部の位置

各実験における煙先端部の位置の時間変化を図-2.4.7および2.4.8に示す。図-2.4.7(a)～(e)は各実験グループにおける垂れ壁高さによる煙先端部位置の時間変化を、図-2.4.8(a)～(c)は同じ垂れ壁条件における流入風量および流入温度の違いによる煙先端部位置の時間変化を示す。図-2.4.7より、煙の先端部の位置の進行が次第に遅くなっていることから、時間の経過とともに煙の進行速度が低下していることがわかる。また、同一の流入条件下では、垂れ壁を越流した後は煙の伝播速度が低下すること、垂れ壁を乗り越える際に多少の時間遅れはあるものの垂れ壁による明確な時間遅れは決定しがたいことがわかる。図-2.4.8より、同一の垂れ壁の下では、流入煙量が多いほど、また煙の温度が高いほど、伝播が速いことがわかる。

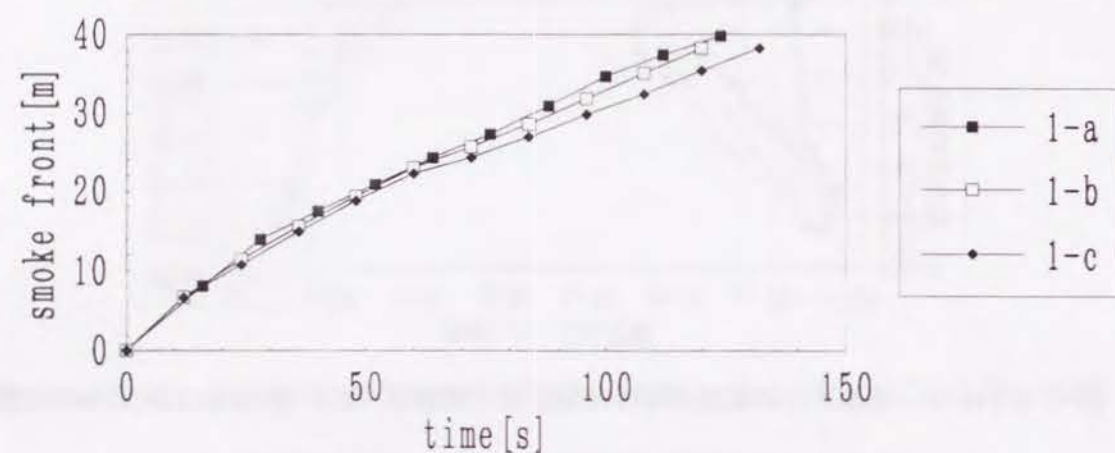


図-2.4.7(a) 実験グループ 1 における煙先端部の移動の実測値

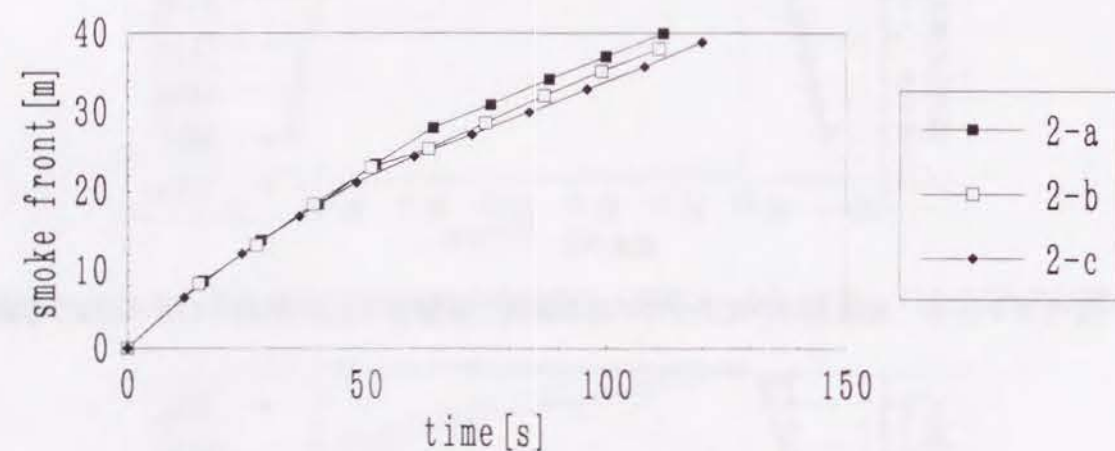


図-2.4.7(b) 実験グループ 2 における煙先端部の移動の実測値

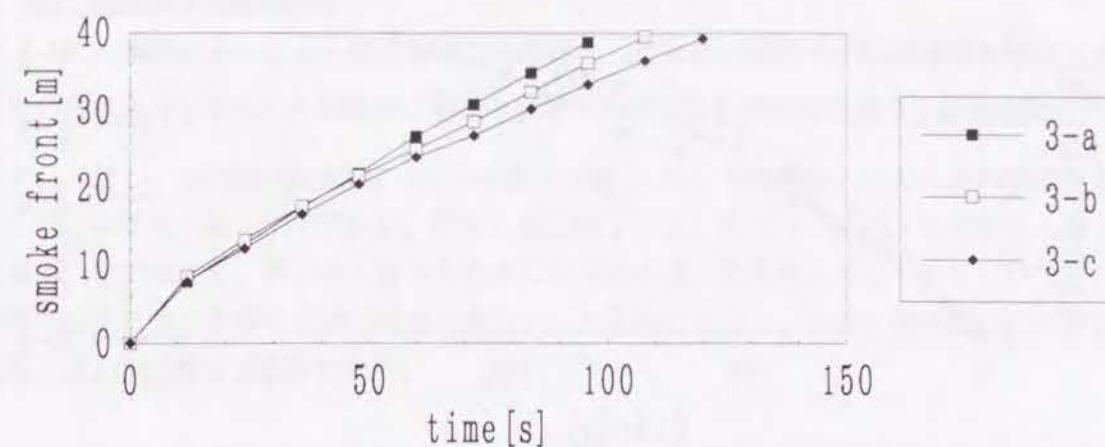


図-2.4.7(c) 実験グループ 3 における煙先端部の移動の実測値

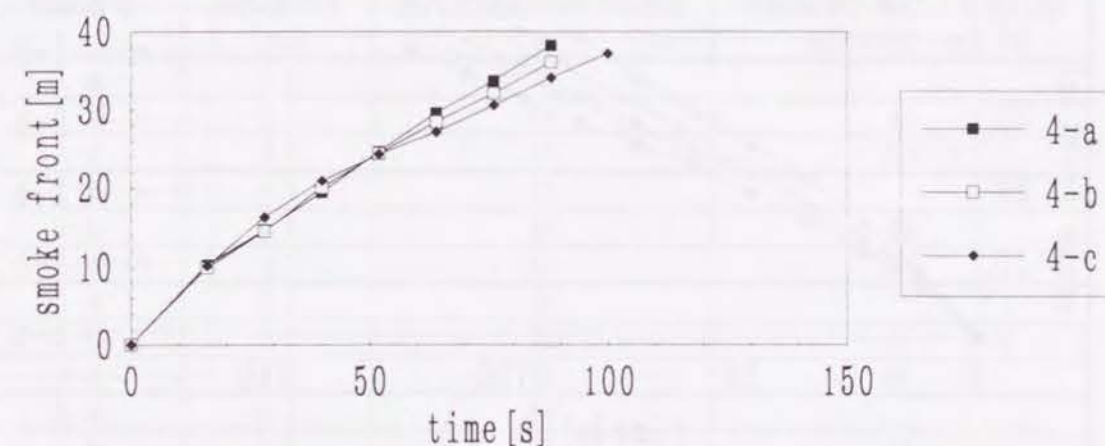


図-2.4.7(d) 実験グループ 4 における煙先端部の移動の実測値

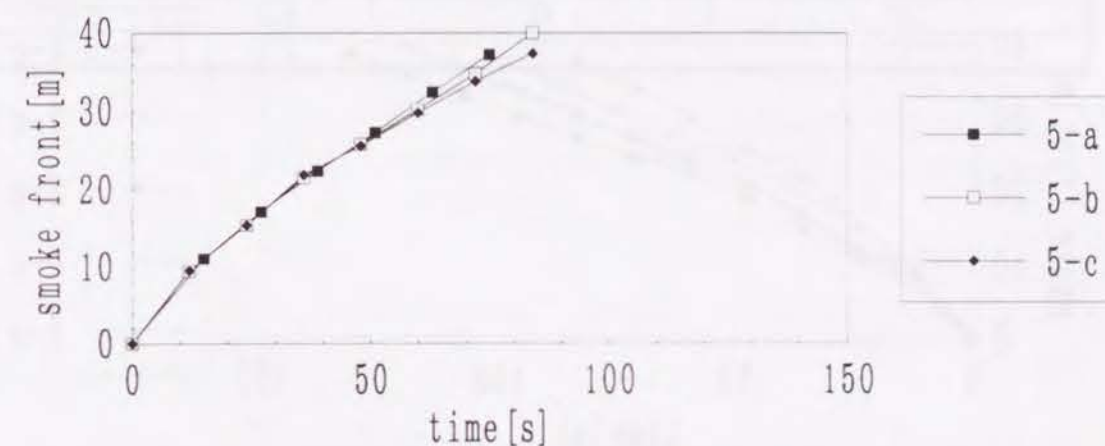


図-2.4.7(e) 実験グループ 5 における煙先端部の移動の実測値

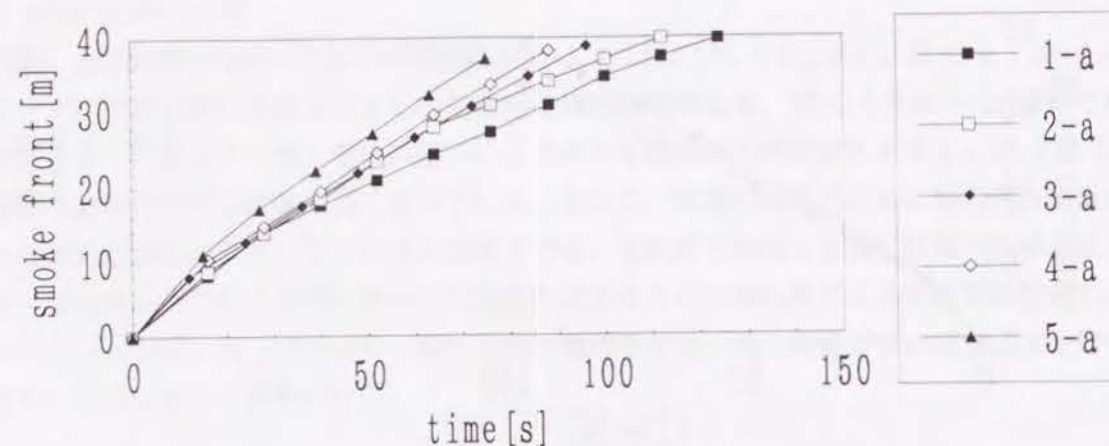


図-2.4.8(a) 垂れ壁なしの場合の煙先端部の移動の実測値の比較

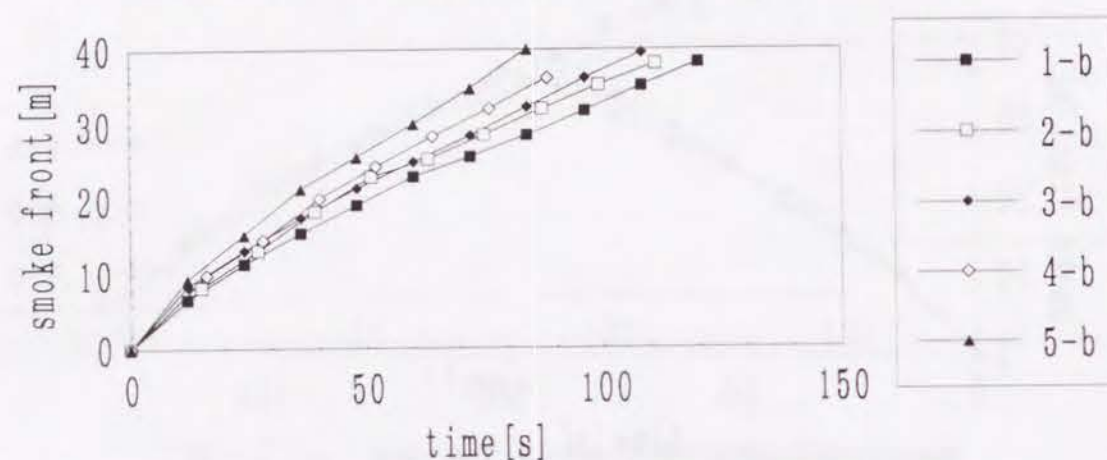


図-2.4.8(b) 垂れ壁0.5mの場合の煙先端部の移動の実測値の比較

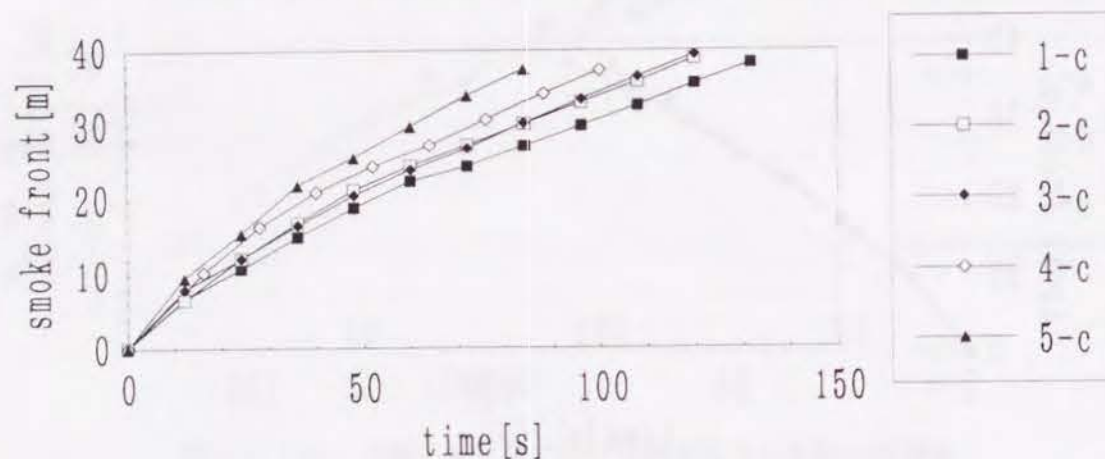


図-2.4.8(c) 垂れ壁1.0mの場合の煙先端部の移動の実測値の比較

(3) 垂れ壁越流の開始時間

表-2.4.2に、実験において垂れ壁を越流した時間と、従来の区画内での伝播速度を無限と想定しかつ界面での巻き込みを無視した単純な二層ゾーンモデルによる蓄煙計算に基づく越流時間 $\left(\frac{hbl}{Q_{s0}}\right)$ との比較を示す。ただし、 h は垂れ壁の高さ[m]、 b は廊下の幅[1.5m]、 l は煙流入口から垂れ壁位置までの距離[23m]、 Q_{s0} は煙流入量[m³/s]である。煙流入量に関しては、表-2.4.1における空気流入量から求めたものを用いた。表より、長い水平廊下の場合には両者の違いは非常に大きく、ゾーンモデルによる単純蓄煙では垂れ壁の影響を正確に評価できないことを示しており、従って煙先端部の移動速度を考慮した取り扱いが必要なことがわかる。

表-2.4.2 垂れ壁越流時間の実測値と単純蓄煙モデルとの比較

実験番号	垂れ壁高さ [m]	垂れ壁越流時間の実測値 [s]	単純蓄煙計算による垂れ壁 越流時間 [s]
1-a	0.0	39	
1-b	0.5	54	62
1-c	1.0	57	130
2-a	0.0	39	
2-b	0.5	42	65
2-c	1.0	46	124
3-a	0.0	46	
3-b	0.5	45	41
3-c	1.0	51	87
4-a	0.0	38	
4-b	0.5	36	41
4-c	1.0	36	84
5-a	0.0	30	
5-b	0.5	34	39
5-c	1.0	42	77

2-5 水平廊下における煙先端部の伝播予測

2-5-1 煙流動時の熱損失による影響の定式化

(1) はじめに

§2-3で検討したような真水と塩水による実験においては、密度流内部の密度の変化を考慮しないことは妥当である。従来の密度流の取り扱いにおいては、定常な流れを対象としたり、非定常でも密度を一定とした取り扱いをしているものがほとんどであり、煙先端部の非定常の伝播に関する定式化は行われていない。火災時の煙流動においては、周囲壁体への対流及び輻射熱伝達による損失による密度変化があり、その影響を無視できないことを§2-4での実大実験で示した。また、従来のゾーンモデルでは垂れ壁の影響の評価が困難であることも示されている。

密度変化がない場合の取り扱いと類似でありかつ熱損失による密度変化を簡単に考慮できるような密度流モデルに関する検討は従来行われていない。ここでは、§2-3で定式化したフルード数により密度流先端部の移動が決定されるという関係式に基づいて、熱損失を考慮した密度変化を伴う場合の先端部移動性状の定式化を行なう。さらに、§2-4での実大実験結果と比較することにより、ここでの定式化の妥当性を検証する。

(2) 仮定

ここでは次の仮定を行う。

- 1) 密度の変化は密度流全体で平均化して考慮する。(注入口から先端部方向に温度低下を考慮すべきであるが、簡単のために密度を平均化した扱いを行う)
- 2) 周囲壁体への熱損失を次式の形で考慮する。(輻射による熱損失を含めて次式で表現することは近似であるが、通常的环境工学的な扱いに準じて対流及び輻射を総合した総合熱伝達率の形を用いるものとする)

$$q = \alpha (T_s - T_w) \quad [\text{kW/m}^2] \quad \dots (2.5.1)$$

ただし、 T_s は煙層平均温度、 T_w は煙層と接する壁面の平均温度である。

- 3) 壁体表面温度の変化は考慮しない。
- 4) 非圧縮性流体とする。

(3) 使用する関係式

このとき、密度流全体における収支関係は次のように表現できる。

$$[\text{質量収支}] \quad \frac{d(\rho_s V_s)}{dt} = \rho_0 V_0 \quad \dots (2.5.2)$$

$$[\text{熱収支}] \quad \frac{d(C_p \rho_s V_s T_s)}{dt} = C_p \rho_0 V_0 T_0 - q A_s \quad \dots (2.5.3)$$

ただし、 ρ は平均密度、 T は温度、 V は煙層の全体積、 A_s は煙層が接している周壁の面積である。添え字 s は煙層、 0 は流入煙を意味する。

上式より、平均化された煙層の温度変化を与える式が得られる。

$$C_p \rho_s V_s \frac{dT_s}{dt} = C_p \rho_0 V_0 (T_0 - T_s) - A_s \alpha (T_s - T_w) \quad \dots (2.5.4)$$

また、煙先端部の移動速度に関しては、(2.3.9)式を用いるものとする。

2-5-2 煙層の温度変化の影響の検討

§2-4で述べた実大実験の条件に対応して、煙層先端部の到達距離の時間変化を計算した結果を図-2.5.1(a)～(e)に示す。なお、煙の流入口における温度は時間変化を考慮するとともに、総合熱伝達率に関しては $20 [\text{kcal/m}^2\text{hK}]$ ($0.0233 [\text{kW/m}^2\text{K}]$)の一定値を用いた。図より、熱損失を考慮した単純な密度流モデルにより、煙先端部の位置の予測が行なえることがわかる。しかし、流入風量が多い実験3から5で、流入初期においては実測値が計算値を上回っていることから、流入初期においては吹き出し時の慣性の影響を無視できない場合があると考えられる。

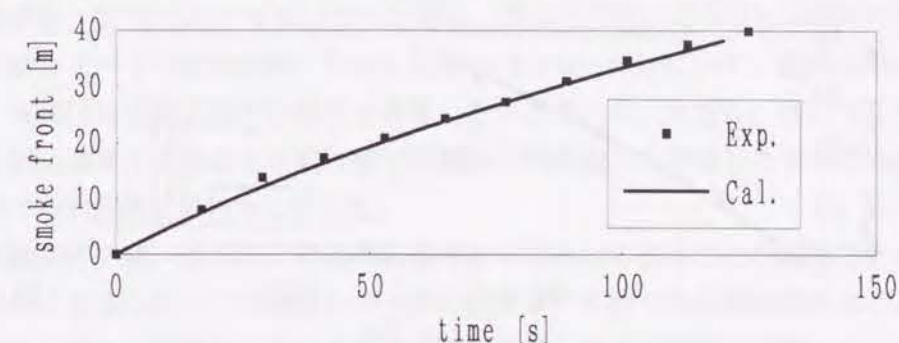


図-2.5.1(a) 煙先端部の位置の時間変化 (実験1-a)

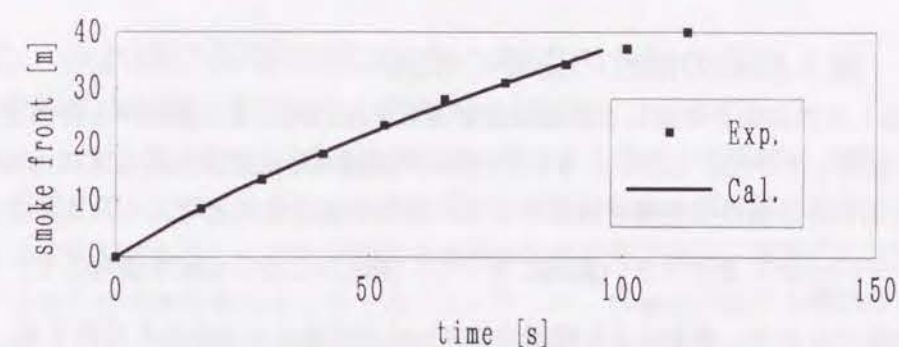


図-2.5.1(b) 煙先端部の位置の時間変化 (実験2-a)

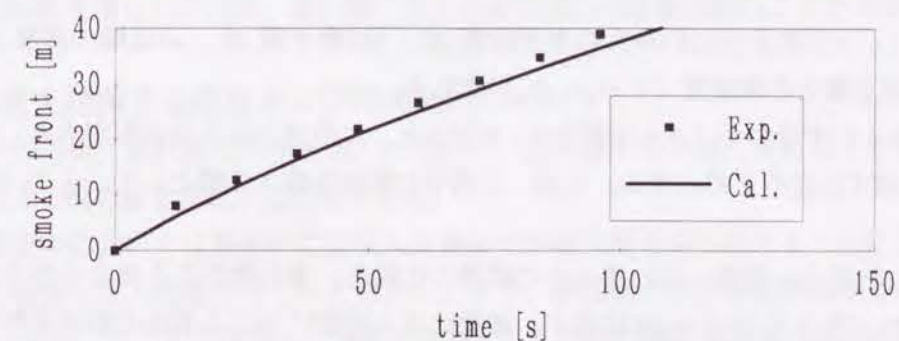


図-2.5.1(c) 煙先端部の位置の時間変化 (実験3-a)

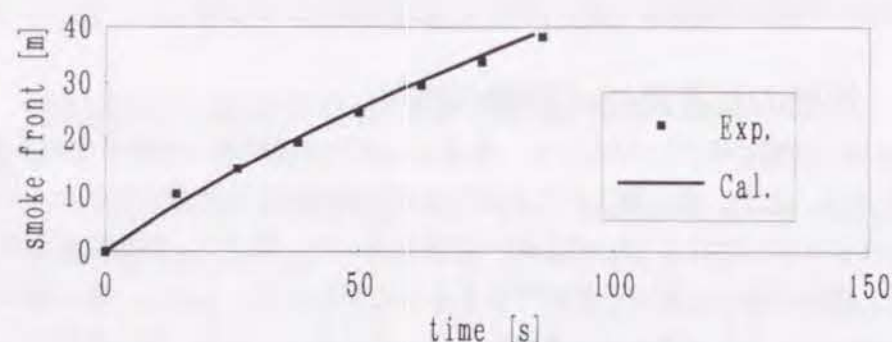


図-2.5.1(d) 煙先端部の位置の時間変化 (実験4-a)

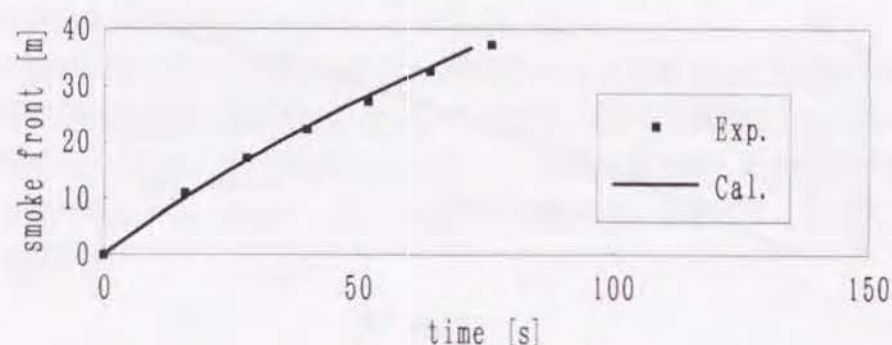


図-2.5.1(e) 煙先端部の位置の時間変化 (実験5-a)

2-5-3 流入初期の慣性の影響の検討

§2-5-1で検討した熱損失を考慮した単純な密度流モデルでは、流入初期から浮力による効果で先端部が進行すると仮定していた。しかし、§2-2での天井面軸対称密度流伝播の定式化の中で考えたように、流入初期においては慣性の影響を無視できない場合があるものと考えられる。ここではフルード数 ($Fr = \frac{u}{(\Delta \rho g h / \rho)^{1/2}}$) が1より大きい領域に対して、慣性力による支配を重視して、界面での巻き込みを無視する仮定のもとで、次式により煙層の厚さ h [m] の位置による変化を計算する。

$$\frac{dh}{dx} = \frac{\lambda \frac{b+h}{4b} u^2}{u^2 - \frac{\Delta \rho g h}{\rho}}$$

ただし、 x は吹き出し口からの水平距離 [m]、 b は廊下幅 [m]、 ρ は煙の密度 [kg/m^3]、 $\Delta \rho$ は周囲空気と煙との密度差 ($=\rho_a - \rho_s$) である。

上式で、分母=0 (すなわちフルード数 $Fr=1$) となると、以後浮力による支配が大きいと考えて §2-5-1の煙進行の予測式に従うものとする。なお、上式中の摩擦係数 λ の値として、 $\lambda=0.0632+3.3Re^{-1/3}$ を用いる²²⁾。

慣性を考慮した場合と考慮しない場合との結果の比較を、垂れ壁がある場合も含めたすべての実大実験に対応して、図-2.5.2(a)～(e)に示す。破線は流入初期における慣性の影響を無視したもの（跳水なしと記述）であり、実線は慣性を考慮した場合の結果である。ただし、図に示した計算結果は、両者とも後述する熱伝達率の変化および垂れ壁での越流の時間遅れを考慮している。参考のために、実大実験における実測値を合わせて示した。

実験条件により多少結果に違いはあるものの、初期の流入条件によっては慣性の影響を無視できない場合があり、その影響を考慮することにより一致の程度は改善されることが分かる。

2-5-4 熱伝達率の変化の影響の検討

§2-5-1の計算では熱伝達率を一定とした計算を行ったが、熱伝達率は一般にヌッセルト数を用いて表されるのでその変化の影響を検討する。ヌッセルト数はプラントル数とレイノルズ数の関数で表されるが、今回の条件下ではヌッセルト数の流速による影響を考慮するだけでよい。ヌッセルト数の通常の関係式に従って、ここでは熱伝達率が流速の1/2乗に比例すると考える³⁶⁾。なお、ここでは流速が0.3 [m/s]のときに総合熱伝達率が20 [$\text{kcal/m}^2\text{hK}$] (0.0233 [$\text{kW/m}^2\text{K}$]) となるものとした。

総合熱伝達率を一定 (20 [$\text{kcal/m}^2\text{hK}$]) とした場合と変化を考慮した場合との結果の違いを、垂れ壁がある場合も含めたすべての実大実験に対応して図-2.5.3(a)～(e)に示す。破線は総合熱伝達率を一定としたもの、実線は対流熱伝達率の変化を考慮したものである。ただし、図に示した計算結果は両者とも後述する熱伝達率の変化および垂れ壁での越流の時間遅れを考慮したものである。参考のために、実大実験における実測値を合わせて示した。

ここでの実験条件では、近似的に総合熱伝達率を一定として扱うことが可能であることを示しているが、距離が長くなるに従って実験値との一致の程度がやや悪くなる傾向があることが分かる。煙温度が高温になるに従って影響が大きいことおよび流量にも大きな変化が予想されることから、熱伝達率の変化の取り扱いにはさらに検討が必要であると考えられる。

2-5-5 垂れ壁の影響の検討

(1) 垂れ壁ありの実験と垂れ壁なしの計算との比較

図-2.5.4(a)～(e)に、流入口から23mの位置に垂れ壁がある場合の実験結果 (■印) と垂れ壁がないとした場合の計算結果 (破線) を示す。なお、図における破線は、垂れ壁の位置に到達した後、流量に変化がないまま時間遅れ無しに進行を続ける場合の計算結果であり、実質的には時間遅れなしで流入流量すべてが垂れ壁を乗り越えると考えすることに等しい。実線は後述する垂れ壁での時間遅れを考慮した計算結果である。垂れ壁到達までは煙流入温度の時間変化を考慮したが、越流後については垂れ壁位置での温度が比較的低いことおよび実験結果の温度変化が大きくないことから一定温度とした。

図より、垂れ壁を境として以後、垂れ壁における時間遅れの影響があることが分かる。

(2) 垂れ壁を越流する煙量および時間遅れについて

上述の検討の結果、垂れ壁に煙が到達した段階で、垂れ壁を乗り越えるために要する時間および垂れ壁を乗り越える煙の量を推定する必要がある。

今回の実験条件においては最終的には流入流量全てが垂れ壁を乗り越えることになるため、垂れ壁を乗り越える流量は流入流量に等しいと考える。また、垂れ壁における煙流の乗り越えの際の時間遅れ t_{delay} については、ここでは簡単のために、高さ H_{soffit} の垂れ壁に衝突する直前の層厚さ h_{upward} から垂れ壁の端部までの距離と垂れ壁高さの和および垂れ壁に衝突する直前の流速 u_{front} とに関係すると考えて、次式で表すこととする。

$$t_{\text{delay}} = 2(H_{\text{soffit}} + h_{\text{upward}}) / u_{\text{front}}$$

図-2.5.4(a)～(e)に、煙先端部が垂れ壁に到達した後の時間遅れを考慮し、流量に関しては流入量に等しいとした場合の計算結果を実線で示す。なお、対流熱伝達率については流速の関数として与えられるものとし、さらに煙流入部での慣性の影響を考慮した場合の結果を用いている。

図から、煙先端部の実測値は計算値よりも早く垂れ壁を乗り越えて進行しており、ここでの時間遅れの扱いが過大ではあることを示している。しかしながら、垂れ壁到達後20から30秒以後に計算結果と実測値とがほぼ一致している。従って、今回のような条件下では比較的容易に煙が乗り越えること、越流直後には流量がやや少ないために一致の程度は悪いが、次第に越流量が流入流量に等しいとした場合の予測に近づいていくことが分かる。垂れ壁越流直後の取扱いについては、今後さらに検討が必要である。

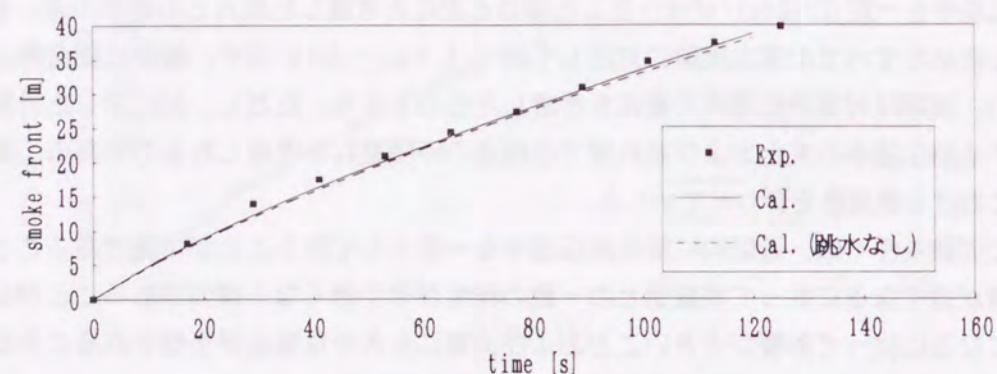


図-2.5.2(a-1) 流入初期の慣性の影響 (実験1-a)

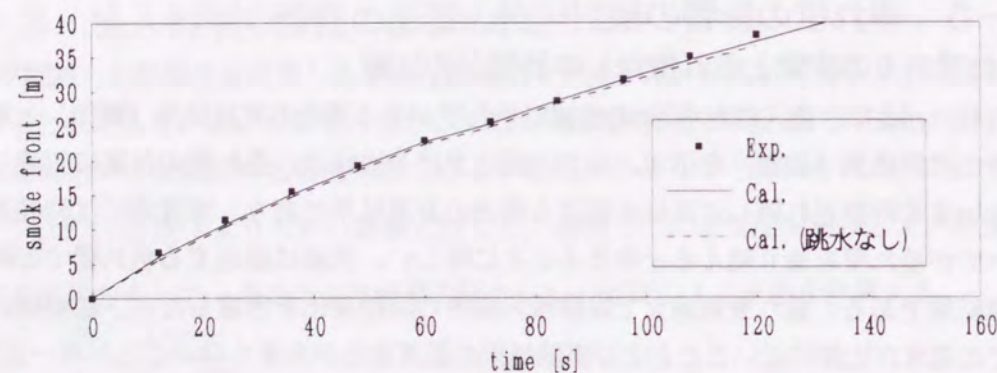


図-2.5.2(a-2) 流入初期の慣性の影響 (実験1-b)

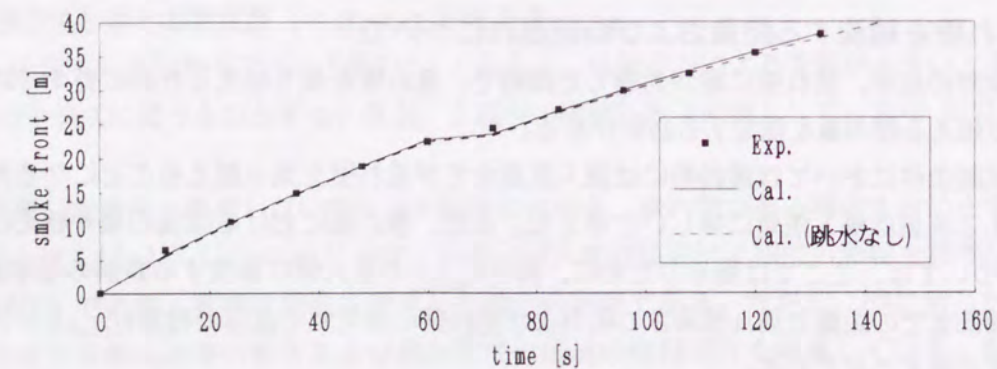


図-2.5.2(a-3) 流入初期の慣性の影響 (実験1-c)

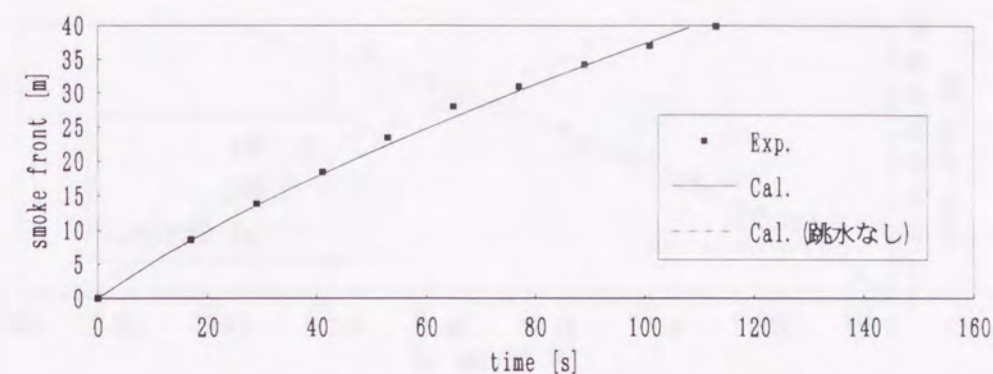


図-2.5.2(b-1) 流入初期の慣性の影響 (実験2-a)

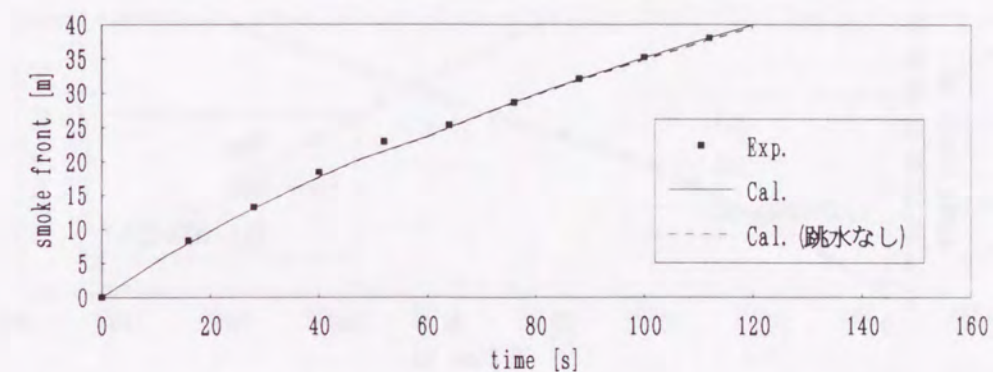


図-2.5.2(b-2) 流入初期の慣性の影響 (実験2-b)

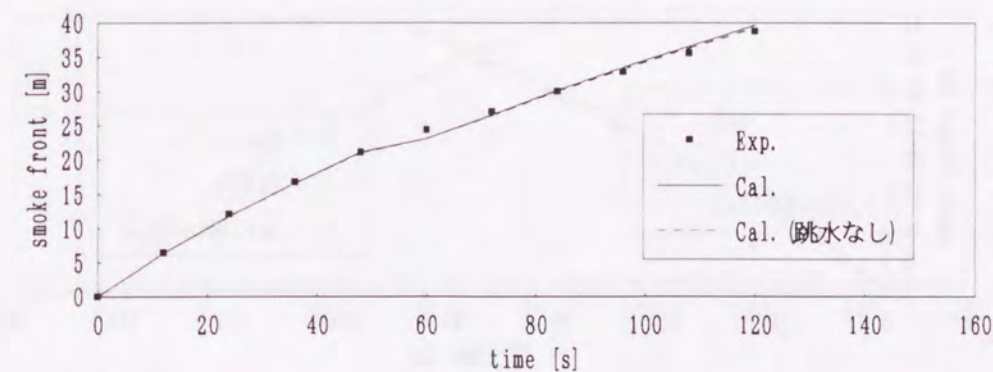


図-2.5.2(b-3) 流入初期の慣性の影響 (実験2-c)

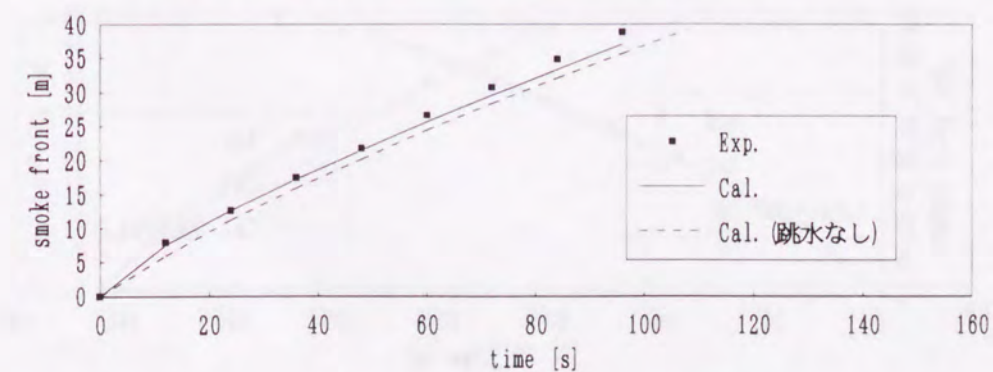


図-2.5.2(c-1) 流入初期の慣性の影響 (実験3-a)

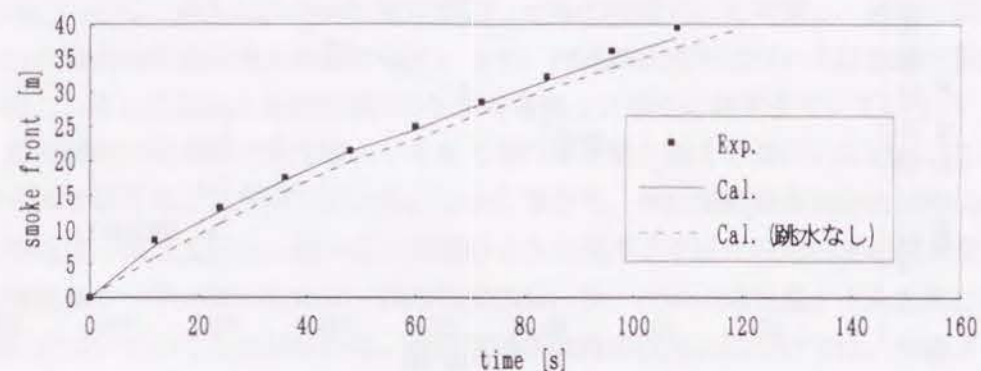


図-2.5.2 (c-2) 流入初期の慣性の影響 (実験3-b)

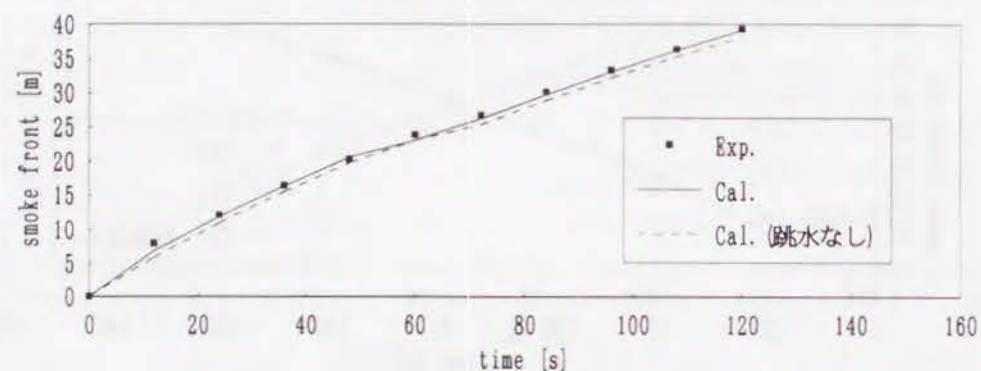


図-2.5.2 (c-3) 流入初期の慣性の影響 (実験3-c)

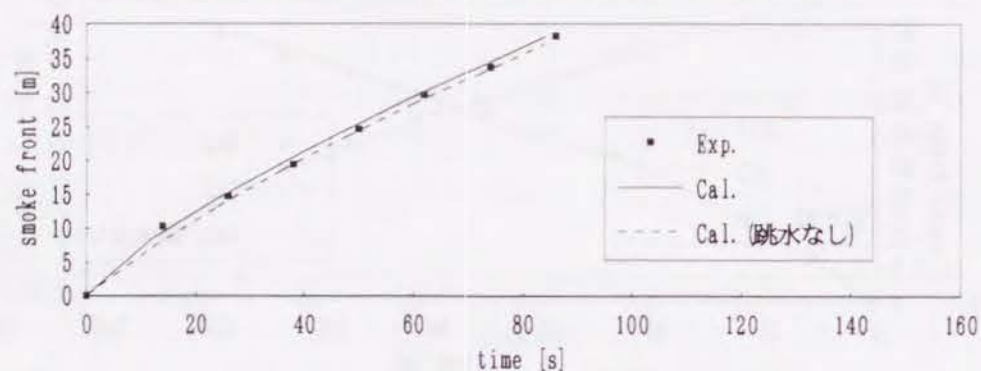


図-2.5.2 (d-1) 流入初期の慣性の影響 (実験4-a)

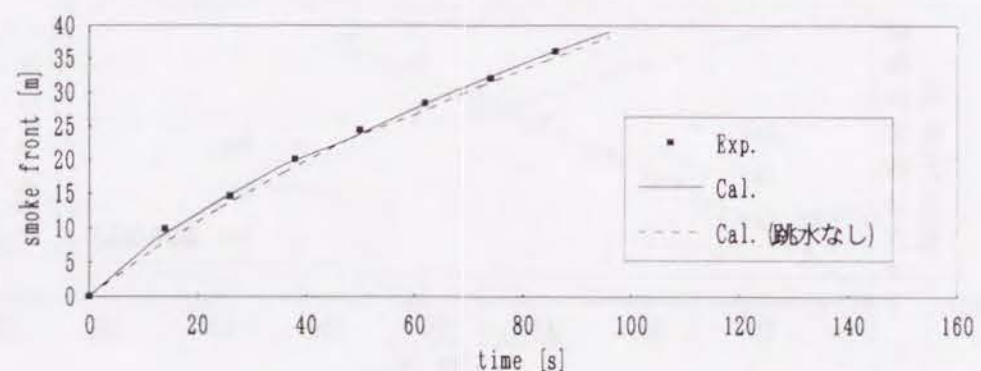


図-2.5.2 (d-2) 流入初期の慣性の影響 (実験4-b)

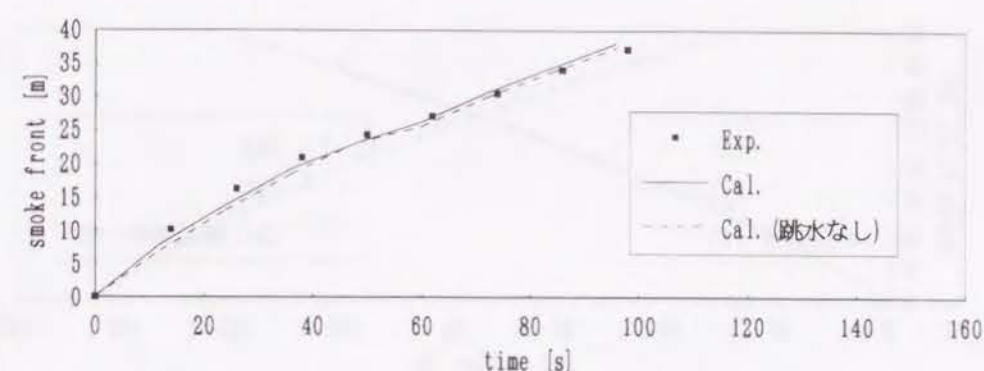


図-2.5.2 (d-3) 流入初期の慣性の影響 (実験4-c)

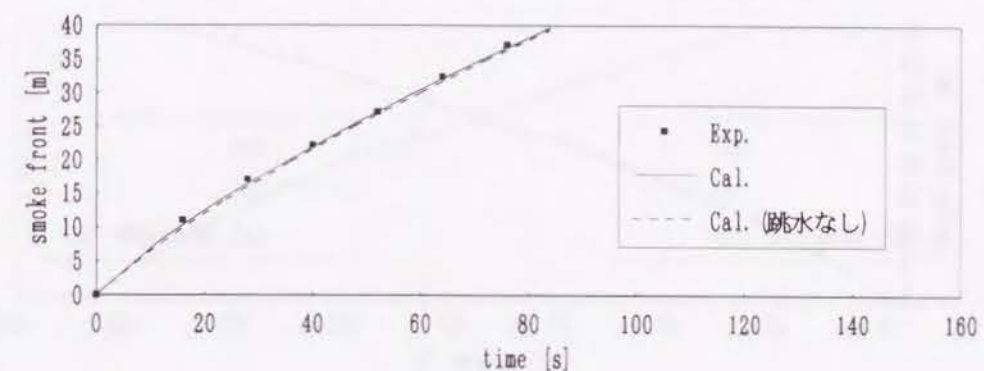


図-2.5.2 (e-1) 流入初期の慣性の影響 (実験5-a)

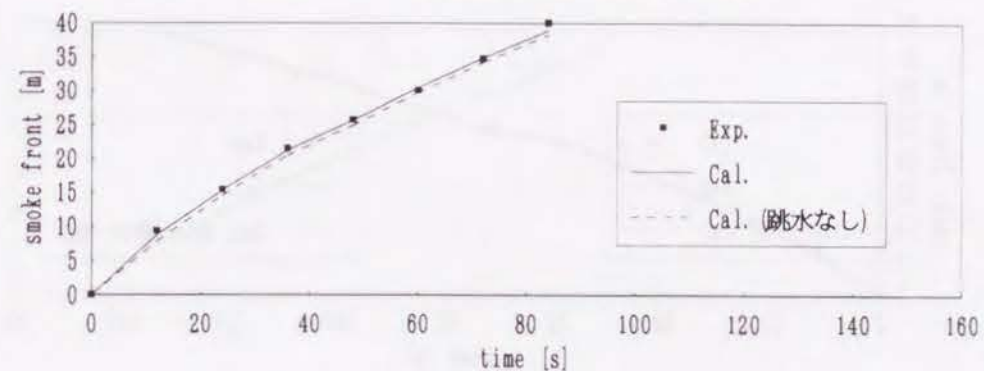


図-2.5.2 (e-2) 流入初期の慣性の影響 (実験5-b)

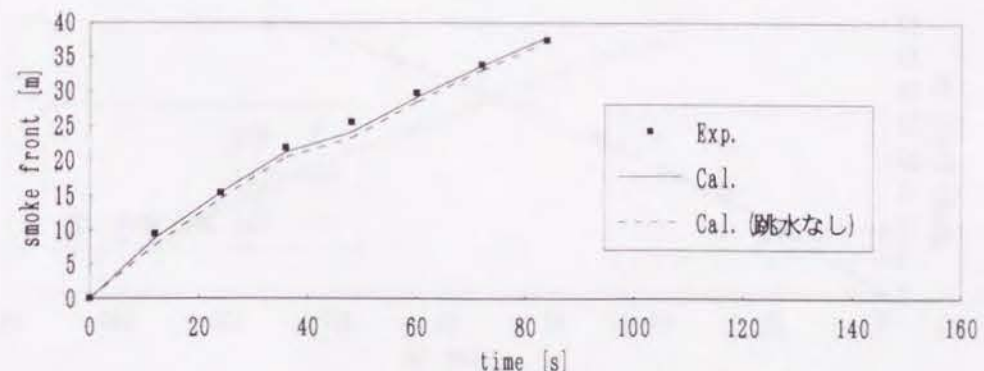


図-2.5.2 (e-3) 流入初期の慣性の影響 (実験5-c)

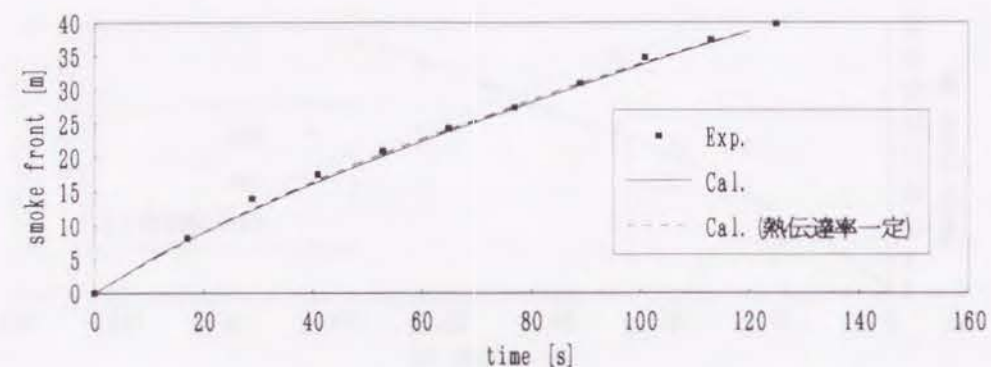


図-2.5.3(a-1) 熱伝達率の変化の影響 (実験1-a)

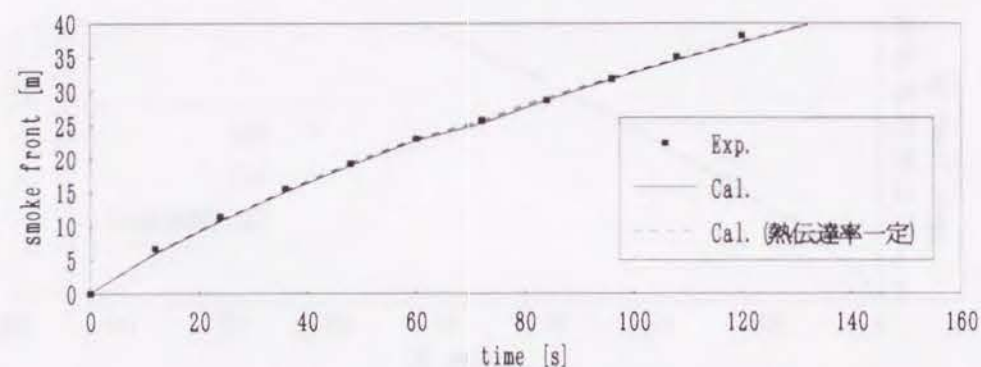


図-2.5.3(a-2) 熱伝達率の変化の影響 (実験1-b)

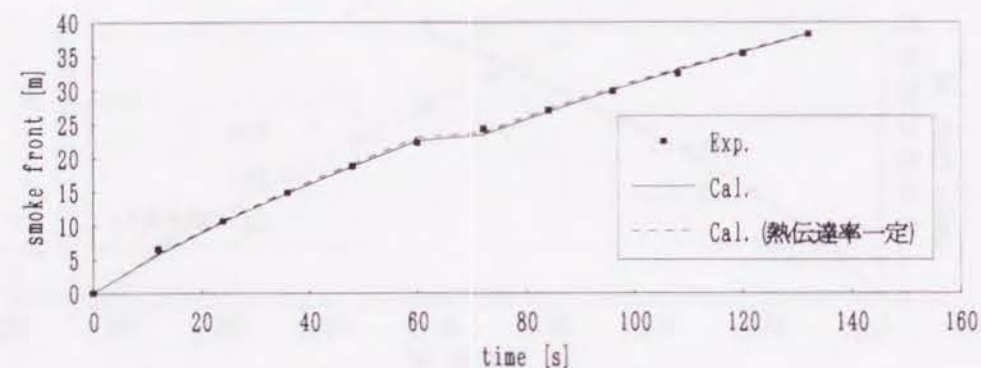


図-2.5.3(a-3) 熱伝達率の変化の影響 (実験1-c)

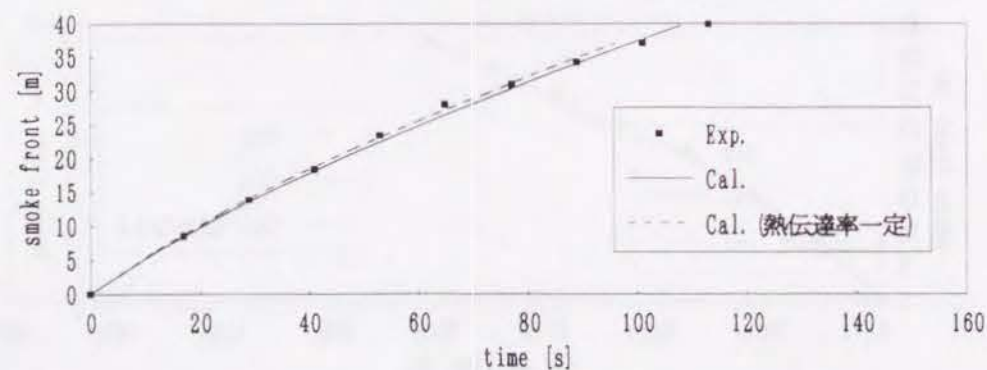


図-2.5.3(b-1) 熱伝達率の変化の影響 (実験2-a)

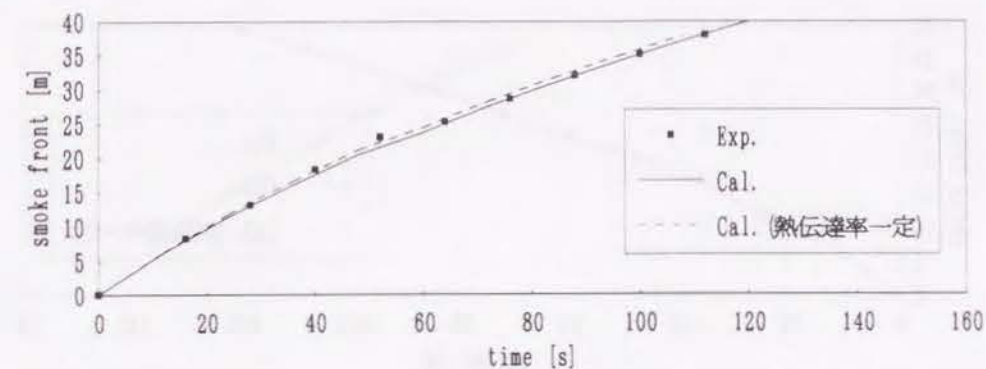


図-2.5.3(b-2) 熱伝達率の変化の影響 (実験2-b)

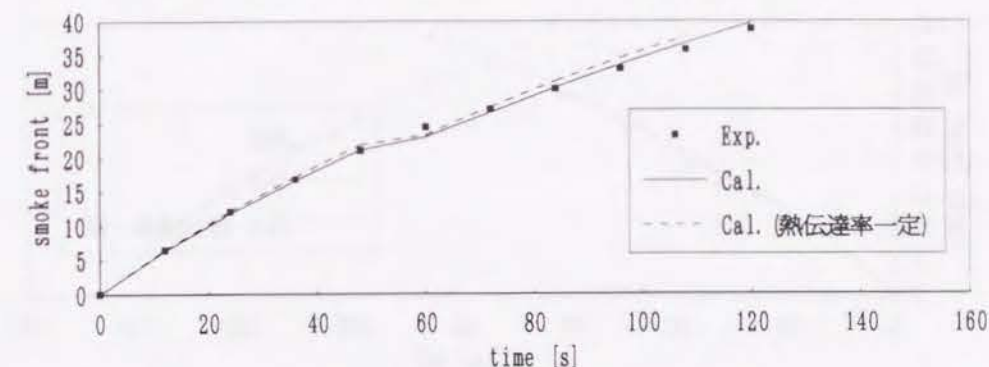


図-2.5.3(b-3) 熱伝達率の変化の影響 (実験2-c)

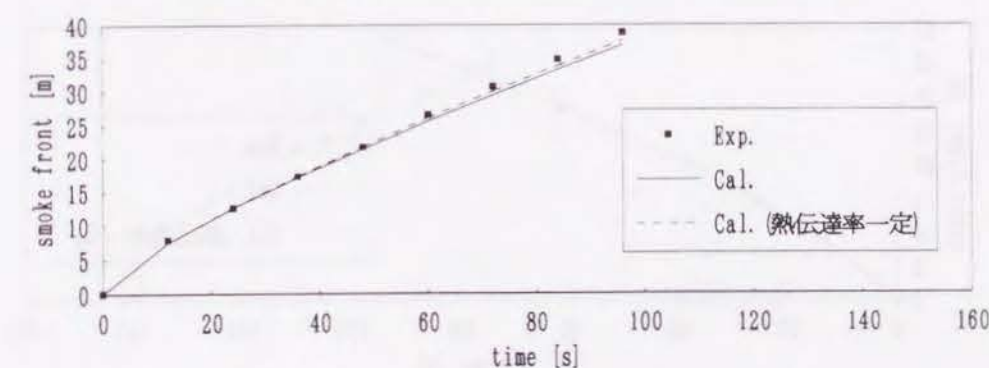


図-2.5.3(c-1) 熱伝達率の変化の影響 (実験3-a)

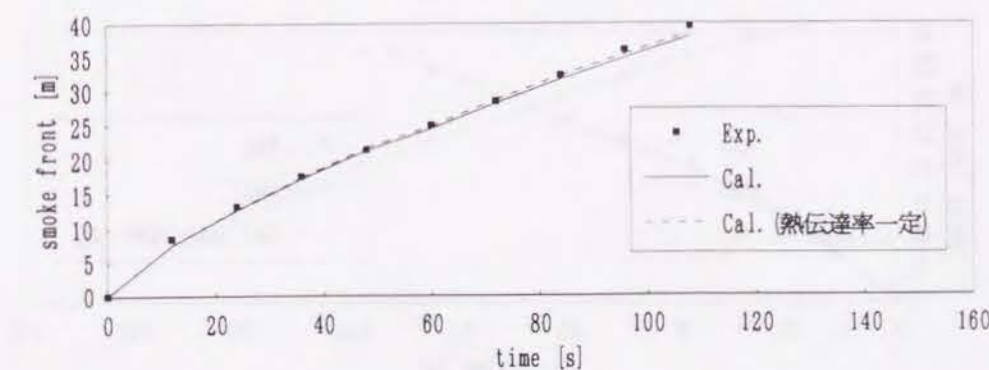


図-2.5.3(c-2) 熱伝達率の変化の影響 (実験3-b)

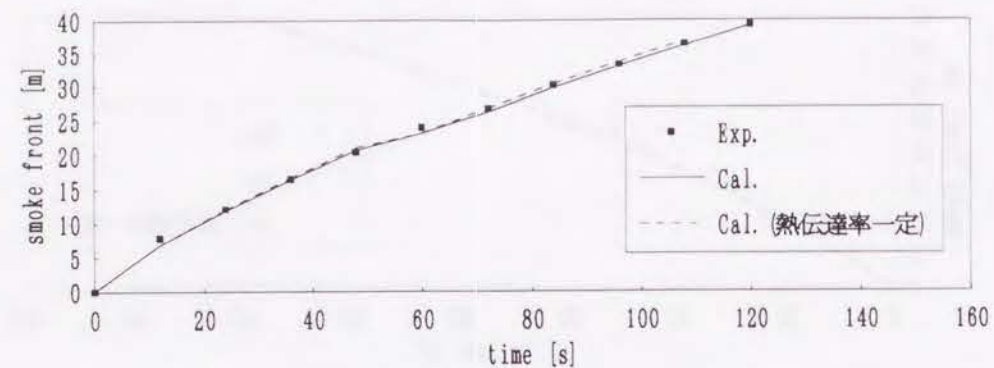


図-2.5.3 (c-3) 熱伝達率の変化の影響 (実験3-c)

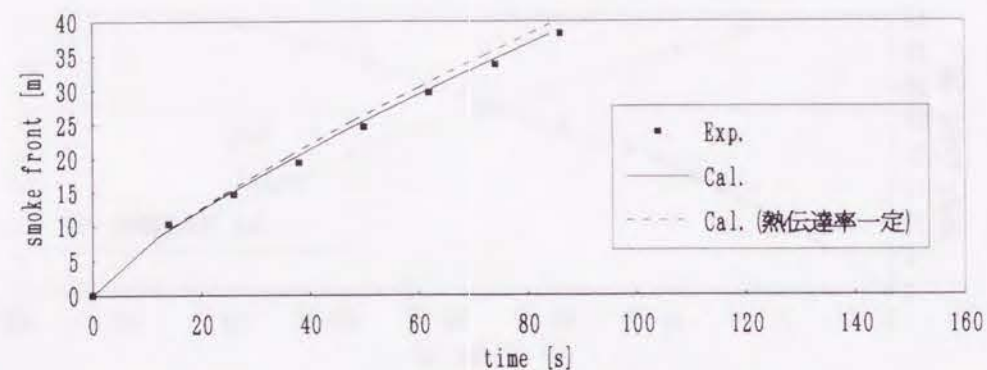


図-2.5.3 (d-1) 熱伝達率の変化の影響 (実験4-a)

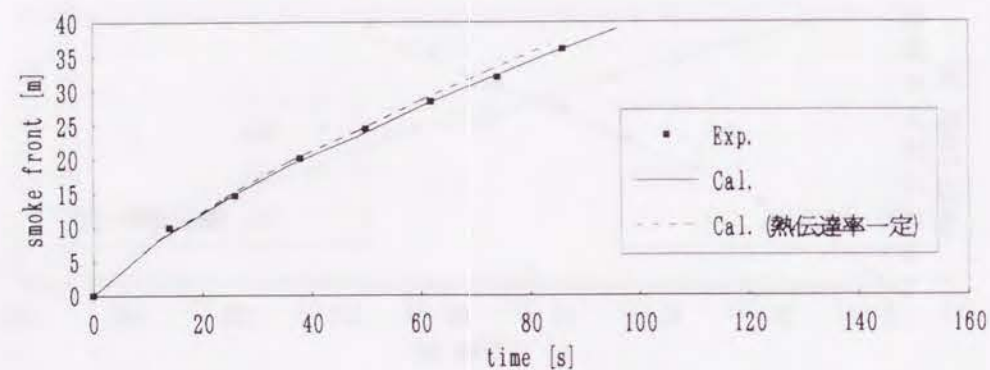


図-2.5.3 (d-2) 熱伝達率の変化の影響 (実験4-b)

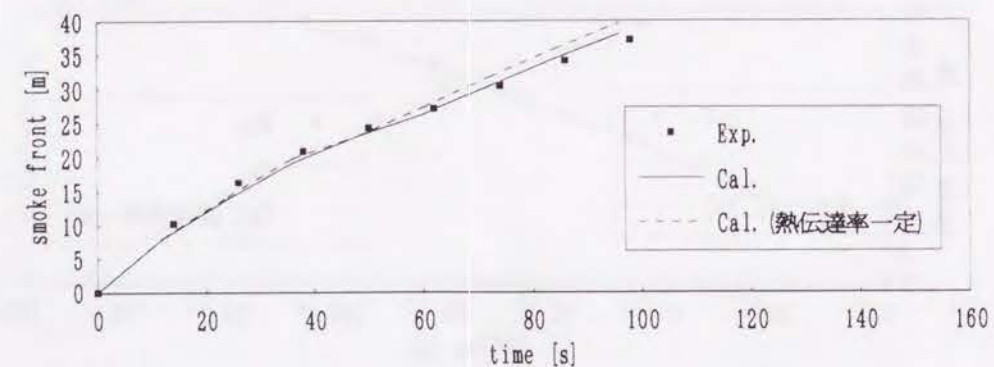


図-2.5.3 (d-3) 熱伝達率の変化の影響 (実験4-c)

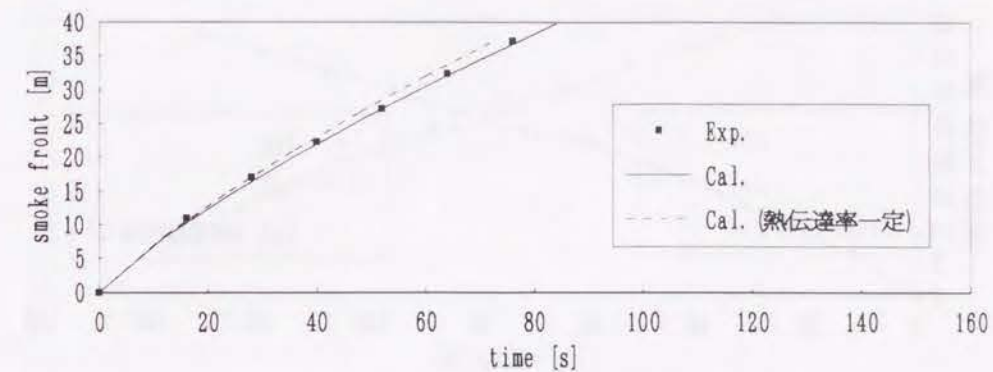


図-2.5.3 (e-1) 熱伝達率の変化の影響 (実験5-a)

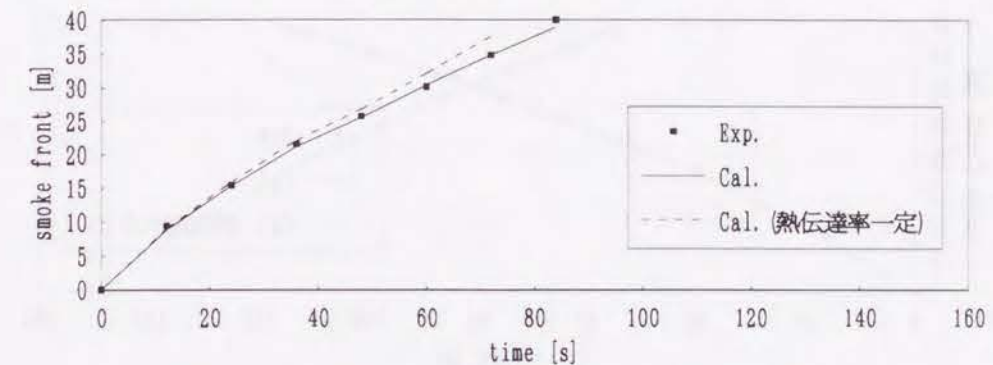


図-2.5.3 (e-2) 熱伝達率の変化の影響 (実験5-b)

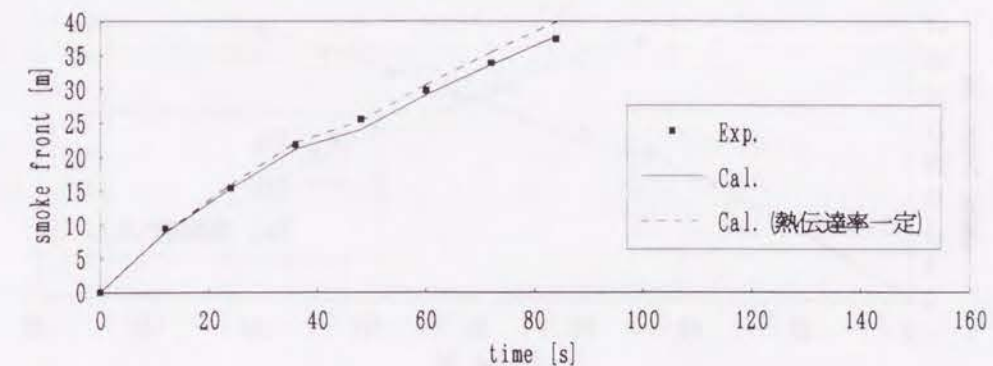


図-2.5.3 (e-3) 熱伝達率の変化の影響 (実験5-c)

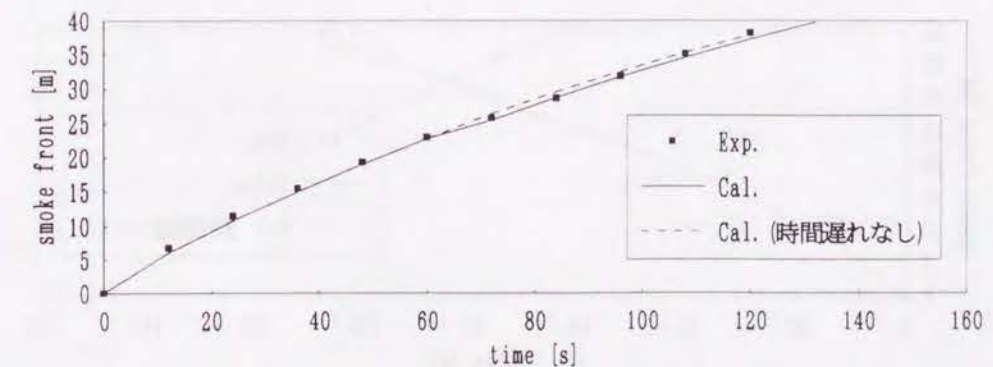


図-2.5.4 (a-1) 垂れ壁の越流 (実験1-b)

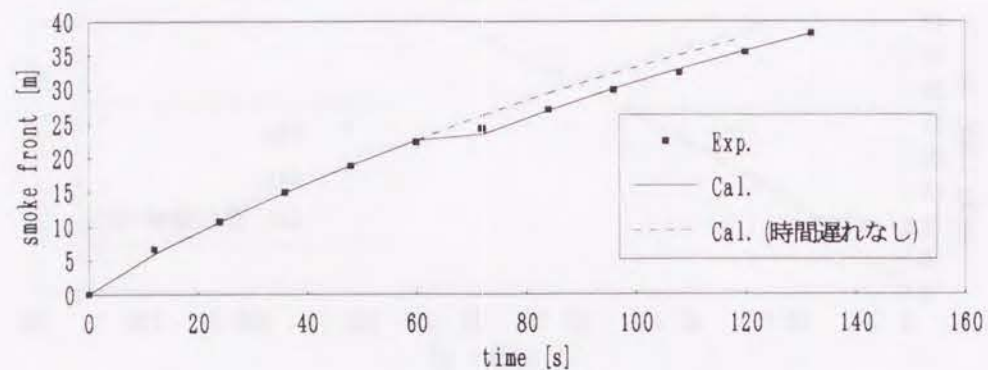


図-2.5.4(a-2) 垂れ壁の越流 (実験1-c)

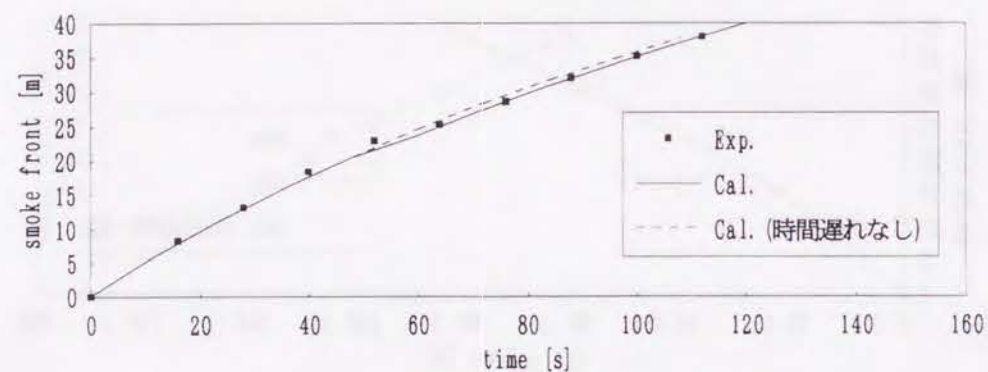


図-2.5.4(b-1) 垂れ壁の越流 (実験2-b)

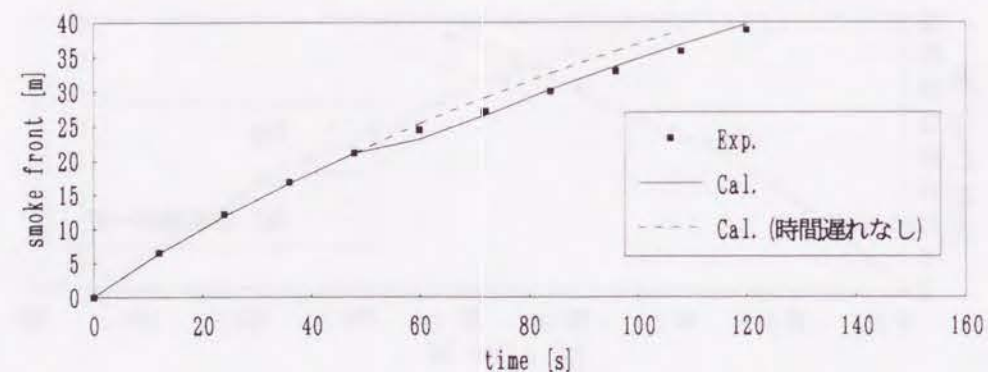


図-2.5.4(b-2) 垂れ壁の越流 (実験2-c)

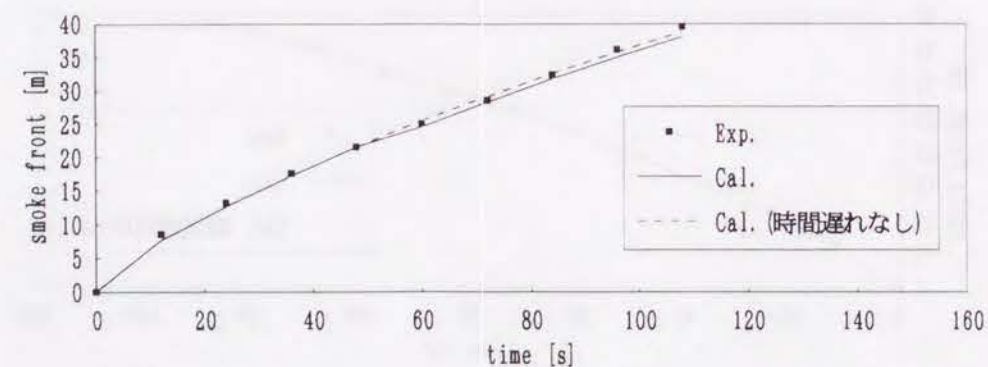


図-2.5.4(c-1) 垂れ壁の越流 (実験3-b)

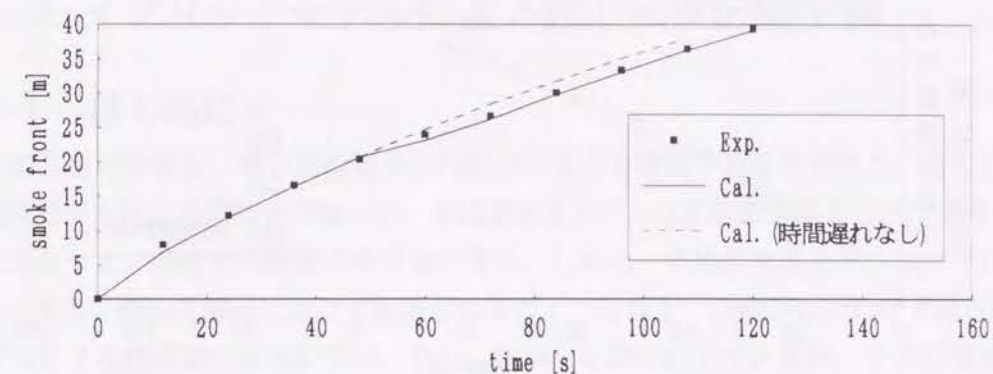


図-2.5.4(c-2) 垂れ壁の越流 (実験3-c)

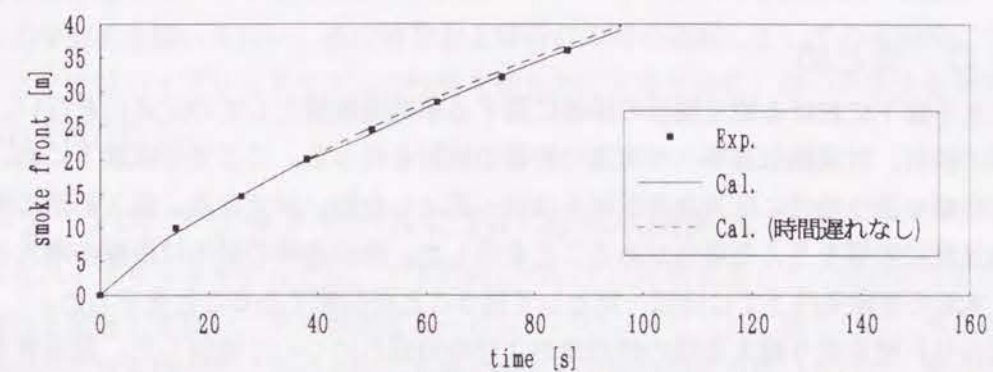


図-2.5.4(d-1) 垂れ壁の越流 (実験4-b)

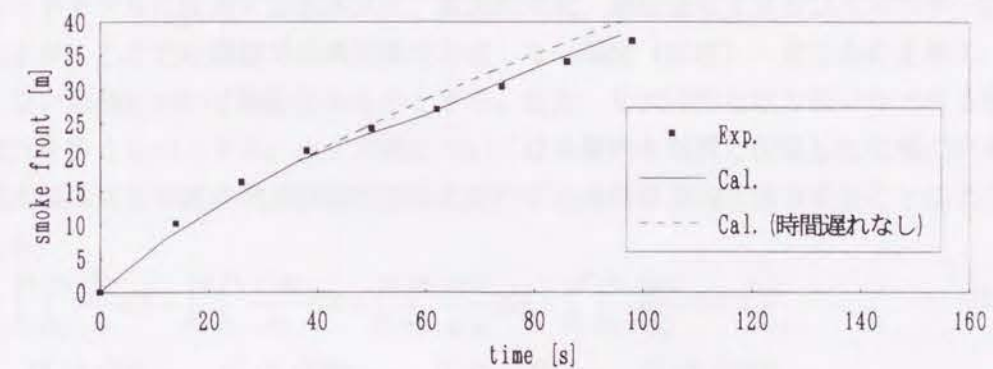


図-2.5.4(d-2) 垂れ壁の越流 (実験4-c)

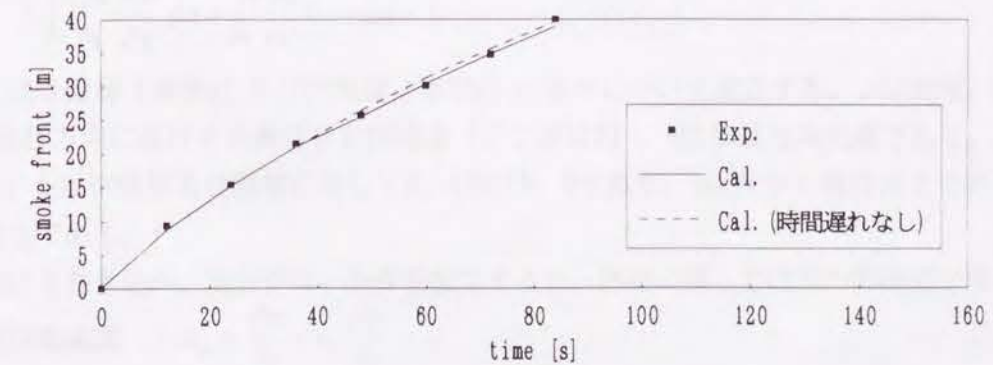


図-2.5.4(e-1) 垂れ壁の越流 (実験5-b)

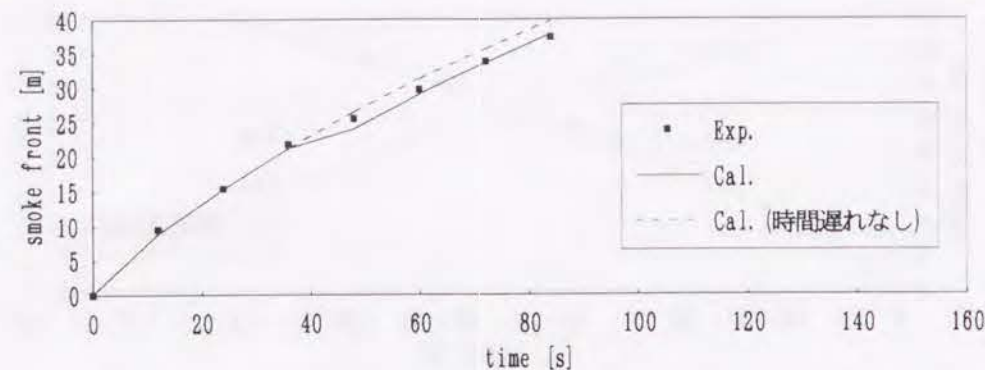


図-2.5.4(e-2) 垂れ壁の越流 (実験5-c)

2-5-6 まとめ

火災時の水平廊下における煙先端部の移動に関する単純密度流としての定式化を行い、流入初期の慣性の影響の検討、対流熱伝達率への流速の影響の検討を行った。ここでの実験下においては、初期の先端部の移動を扱う場合には天井面温度をほぼ一定とした扱いができる。流入初期の慣性の影響は初期の伝播速度に影響を与える場合があることを示した。熱伝達率の変化は距離の増大と共に影響してくるが、本節の実験条件下ではほぼ一定として扱うことが可能であることを示した。

煙先端部が垂れ壁を乗り越える際の煙の量および時間遅れについて検討した。越流量を流入量に等しいとし、適当な時間遅れを考慮することにより、垂れ壁後の煙先端部の予測が可能であることを示した。なお、越流直後の扱いについては、今後さらに検討が必要である。

2-6 ハイブリッドモデルによる煙の水平伝播予測

2-6-1 はじめに

長い水平廊下などの場合、煙の先端部及び内部での流速を考慮する必要があるが、§2-3および§2-5で単純密度流モデルによる検討を行なった。単純密度流モデルは比較的簡単な手法であり、§2-5で示したようにかなりよい精度で実験結果を予測できる。しかし、単純密度流モデルはマクロな観点からのモデル化であり、煙の先端部における仮定が含まれているなど、問題がないわけではない。

場のモデルによる煙流動の数値計算は、Rehm, Baum⁶⁾らが行なっているが、その計算量は非常に大きく、実用上の問題が多く残されている。ここでは、2層ゾーンで取り扱いながらも、層内部の流速を考慮するために場のモデルの要素を取り入れたハイブリッドモデルを構築し、二層ゾーンモデルと場のモデルの中間的な扱いを行い、その特徴および両者の間の橋渡しとしての有効性について検討する。なお、ここではハイブリッドモデルの性質を明らかにするために、煙の熱損失を無視した密度変化のない流れを取り扱う。

2-6-2 ハイブリッドモデルにおける基本関係式

ここでいうハイブリッドモデルでは、上下方向については界面を通しての混合がない条件下での煙層と空気層の2層として扱い、その界面をムービングバウンダリとして扱う一方、水平の進行方向については空間の位置を固定的に微小分割した場のモデルと同様の取り扱いを行い、層内の移動速度を考慮するものである。

ハイブリッドモデルに使用する基本式は、質量収支式、運動量収支式及びエネルギー収支式と状態方程式であるが、ここでは煙層での熱損失を考慮しない温度（密度）一定の条件を考え、エネルギー式を使用しない場合について検討するものとする。また、2次元的な取り扱いができる単純な直廊下における流れを扱うものとする。上下方向については各層内を均質と仮定した2層のみを取り扱うこととし、基本関係式を垂直方向及び進行方向と直行する奥行き方向に積分することにより、次の関係式が得られる。

$$\text{質量収支: } \int_0^B \int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial \rho}{\partial t} dA + \int_0^B \int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial \rho u}{\partial x} dA + \int_0^B \int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial \rho v}{\partial y} dA + \int_0^B \int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial \rho w}{\partial z} dA = 0 \quad \dots (2.6.1)$$

$$\begin{aligned} \text{運動量収支: } & \int_0^B \int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial \rho u}{\partial t} dA + \int_0^B \int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial \rho u u}{\partial x} dA + \int_0^B \int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial \rho u v}{\partial y} dA + \int_0^B \int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial \rho u w}{\partial z} dA \\ & + \int_0^B \int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial P}{\partial x} dA + \int_0^B \int_{h_1}^{h_2} \nabla \cdot \tau dA = 0 \quad \dots (2.6.2) \end{aligned}$$

ただし、上式は煙層（添字s）及び空気層（添字a）の各々について成立する。 ρ は密度、 u は進行方向流速、 v は進行方向に直行する奥行き方向流速（ここでは0）、 w は垂直方向流速である。また、 B は廊下の幅、 h_1 、 h_2 は空気層及び煙層に対して0、 h 及び H であり、 h は床から境界面までの高さ、 H は廊下の天井高さである。

界面における巻き込み、混合がない条件を仮定すると、界面に関しては次の関係式が得られる。

$$\text{煙の垂直移動速度: } w_s = \frac{\partial h}{\partial t} + u_s \frac{\partial h}{\partial x} \quad \dots (2.6.3a)$$

$$\text{空気}の垂直移動速度: w_a = \frac{\partial h}{\partial t} + u_a \frac{\partial h}{\partial x} \quad \dots (2.6.3b)$$

ここで、次のような仮定をおく。

- a) 各層内での水平方向移動速度分布は一様である
- b) 垂直方向の圧力は静水圧分布である
- c) 粘性は無視する
- d) 係数として現れる圧力は一定として扱う

また、(2.6.1) (2.6.2) 式に次の関係を適用する。

$$\begin{aligned} \int_{h_1(x,t)}^{h_2(x,t)} \frac{\partial f(x,y,z,t)}{\partial t} dz &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{h_1(x,t)}^{h_2(x,t)} f(x,y,z,t) dz - f(x,y,h_2(x,t),t) \frac{\partial h_2(x,t)}{\partial t} + f(x,y,h_1(x,t),t) \frac{\partial h_1(x,t)}{\partial t} \\ \int_{h_1(x,t)}^{h_2(x,t)} \frac{\partial f(x,y,z,t)}{\partial x} dz &= \frac{\partial}{\partial x} \int_{h_1(x,t)}^{h_2(x,t)} f(x,y,z,t) dz - f(x,y,h_2(x,t),t) \frac{\partial h_2(x,t)}{\partial x} + f(x,y,h_1(x,t),t) \frac{\partial h_1(x,t)}{\partial x} \\ \int_{h_1(x,t)}^{h_2(x,t)} \frac{\partial f(x,y,z,t)}{\partial y} dz &= \{h_2(x,t) - h_1(x,t)\} \frac{\partial f(x,y,z,t)}{\partial y}, \int_0^B \frac{\partial f(x,y,z,t)}{\partial y} dy = f(x,B,z,t) - f(x,0,z,t) \\ \int_{h_1(x,t)}^{h_2(x,t)} \frac{\partial f(x,y,z,t)}{\partial z} dz &= f(x,y,h_2(x,t),t) - f(x,y,h_1(x,t),t) \end{aligned}$$

このとき、煙層の質量収支式より、界面の位置の変化に関する式を得る。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u_s \frac{\partial h}{\partial x} - (H-h) \frac{\partial u_s}{\partial x} = 0 \quad \dots (2.6.4)$$

また、煙層と空気層の質量収支式から、次の関係式が導かれる。

$$\frac{\partial (H-h)u_s}{\partial x} + \frac{\partial hu_a}{\partial x} = 0 \quad \dots (2.6.5)$$

煙層の質量及び運動量収支式から、煙層の速度変化に関する式を得る。

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} - \frac{\rho_a - \rho_s}{\rho_s} g \frac{\partial h}{\partial x} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P_f}{\partial x} = 0 \quad \dots (2.6.6)$$

ただし、 P_f は床面圧力である。

さらに、空気層の質量及び運動量収支式から、空気層の速度変化に関する式を得る。

$$\frac{\partial u_a}{\partial t} + u_a \frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P_f}{\partial x} = 0 \quad \dots (2.6.7)$$

境界条件は各種のものが考えられるが、§2-4の実大実験との対応を考え、ここでは次の境界条件を扱うものとする。

$$h=h_0, u_s=u_{s0}, u_a=0; x=0$$

このとき、(2.6.5)式は次の形で与えることができる。

$$u_a = \frac{(H-h_0)u_{s0} - (H-h)u_s}{h} \quad \dots (2.6.5')$$

従って、 u_a は h と u_s により決定できる。

2-6-3 圧力項の取り扱い

上記の基本関係式は、基本的には未知変数が h 、 u_s 、 u_a 、 P_f の4つであり、独立な関係式が4つあるので解くことができる。しかし、圧力項の取り扱いに検討を加えることにより、圧力を陽に登場させることなくより簡単に解くことができる。

圧力項の取り扱いに関しては、圧力項を無視してしまう方法と、圧力項を2つの式を用いて消去し陽な形で圧力の取り扱いを避ける方法とが考えられる。

(A) 圧力項を無視する方法

ゾーンモデル、水理学的モデルにおいては区画内の床面圧力の変化を無視することが多いために、圧力項を無視した場合の検討を行う。

(2.6.6)式において圧力項を無視するとき、次式を得る。

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} - \frac{\rho_a - \rho_s}{\rho_s} g \frac{\partial h}{\partial x} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} = 0 \quad \dots (2.6.8)$$

このとき(2.6.7)式は使用できない。(2.6.5')式より u_a は h と u_s により決定されるので、未知数は h と u_s の2つとなり、(2.6.4)式と(2.6.8)式とが連立の偏微分方程式となる。

(B) 圧力項を消去する方法

圧力項を消去するために、(2.6.7)式を(2.6.6)式に代入し、(2.6.5')式を用いて u_s に関する式を求めると次式を得る。

$$A \frac{\partial u_s}{\partial t} - B \frac{\partial h}{\partial x} + C \frac{\partial u_s}{\partial x} = 0 \quad \dots (2.6.9)$$

$$\text{ただし、} A = 1 + \frac{\rho_a(H-h)}{\rho_s h}, B = -\frac{\Delta \rho g}{\rho_s} - \Delta u \frac{\rho_a}{\rho_s} \frac{-u_{s0}(H-h) + u_s H}{h^2},$$

$$C = u_s + \frac{\rho_a}{\rho_s} (H-h) \left\{ \frac{u_a}{h} - \frac{-u_{s0}(H-h) + u_s H}{h^2} \right\}$$

$$\Delta \rho = \rho_a - \rho_s, \Delta u = u_a - u_s \text{ である。}$$

これにより、見かけ上圧力を陽に登場させることなく計算可能となり、(2.6.5')式を用いることにより未知数は h と u_s の2つになり、(2.6.4)式と(2.6.9)式とが連立の偏微分方程式となる。

2-6-4 数値計算及び計算結果

偏微分方程式の数値計算には、サブルーチンパッケージ「PDECOL」を使用する。なお、上記の方程式を直接計算した場合、解が振動するために、人工的な粘性項を加えて解をスムーズにする必要がある。これは粘性項と同じ形である $\nu_{\text{num}} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ の形であり、今回の計算では $\nu_{\text{num}} = 0.1$ の一定値を使用することで十分であった。

§2-4で述べた水平廊下における煙流動実験の条件を用いた計算結果を図-2.6.1および図-2.6.2に示す。水平方向の空間分割幅は0.25[m]であり、時間分割に関してはプログラム中で可変である。図-2.6.1(a)～(e)は、圧力項を無視した場合の結果を、図-2.6.2(a)～(e)は圧力項を消去した場合の結果を示す。

また、図-2.6.3(a)～(e)には比較のために、実大実験での実験結果とフルード数が $2^{1/2}$ の場合及び§2-3で定式化した密度一定の場合の密度流モデル(フルード数が約0.94に相当)による煙先端部の位置の時間変化の計算結果を示す。図-2.6.3(a)～(e)より、圧力項を無視した場合の計算結果は、Karmanの考え方に基づいた煙流速に対して得られるフルード数の値 $2^{1/2}$ の場合よりやや小さい結果を得、また圧力項を見かけ上消去した場合は密度流モデルによる結果とフルード数 $2^{1/2}$ の場合の中間にあることがわかる。ハイブリッドモデルは煙流入開始初期の部分における実験値との整合性を改善できる可能性を示している。

2-6-5 まとめ

煙の水平伝播予測のより詳細な取り扱いのためにハイブリッドモデルを構築した。熱損失を考慮しない場合についてこのモデルの特徴を検討した結果、圧力項の扱いが影響すること及び初期における予測精度の向上が期待できる可能性を示した。実際の煙伝播に適用するためには、今後熱損失のある場合のハイブリッドモデルの検討が必要である。

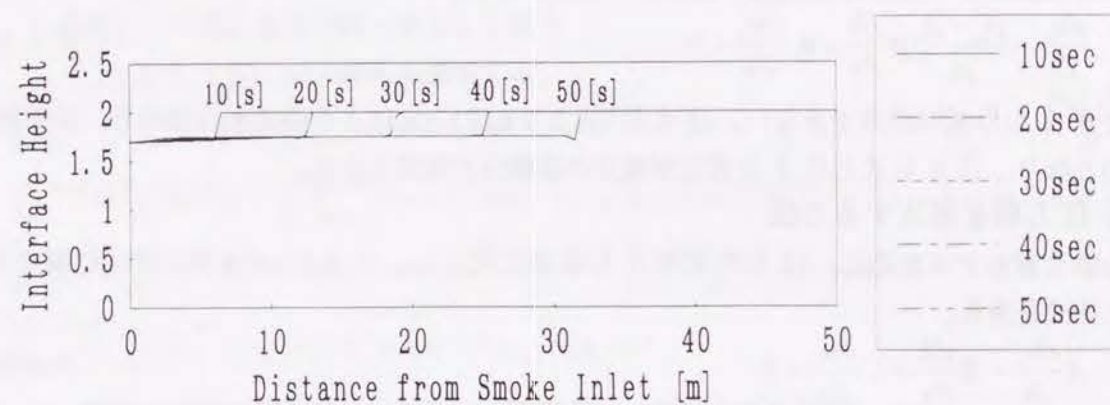


図-2.6.1(a) 圧力項を無視した場合の計算結果(1-a)

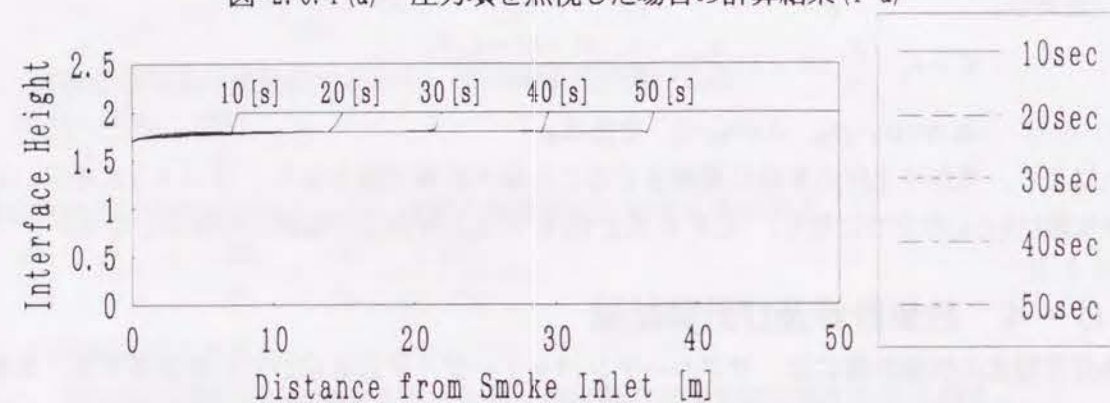


図-2.6.1(b) 圧力項を無視した場合の計算結果(2-a)

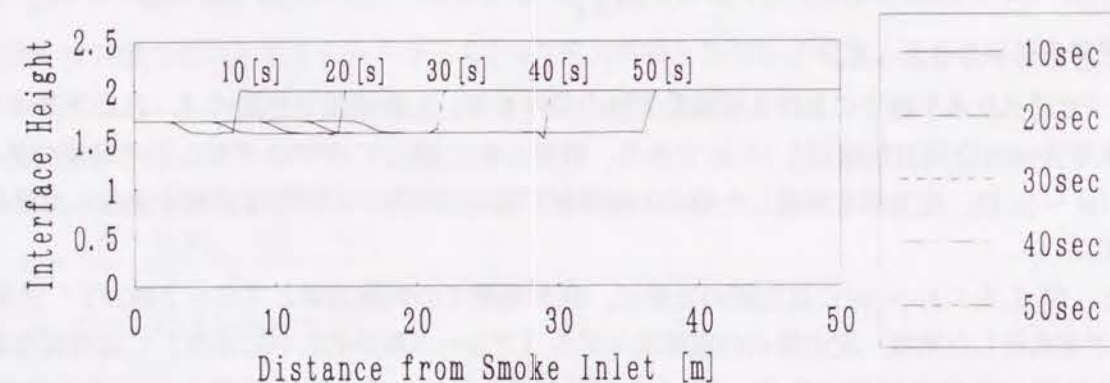


図-2.6.1(c) 圧力項を無視した場合の計算結果(3-a)

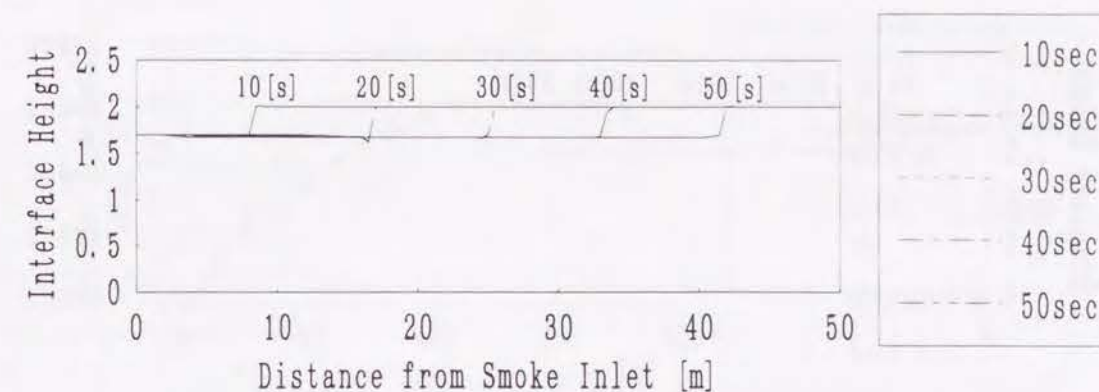


図-2.6.1(d) 圧力項を無視した場合の計算結果(4-a)

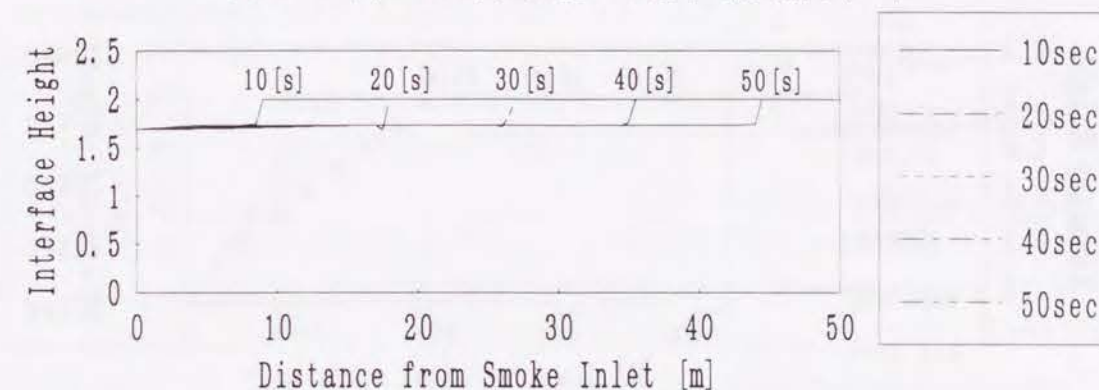


図-2.6.1(e) 圧力項を無視した場合の計算結果(5-a)

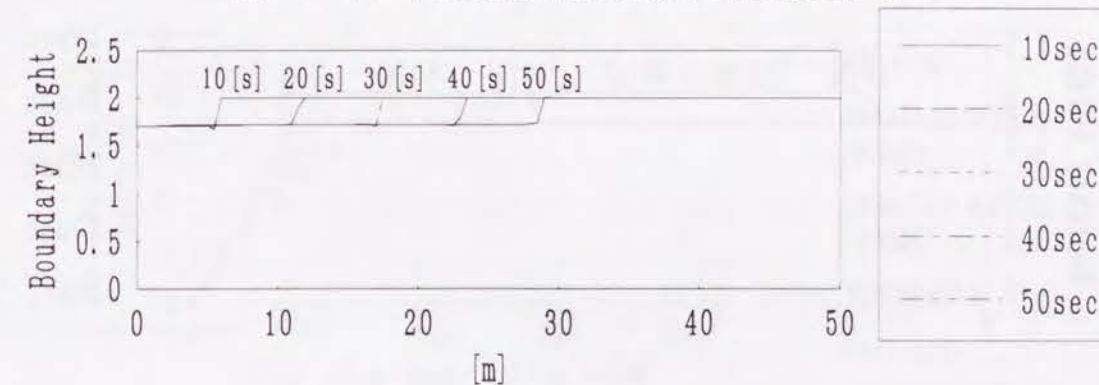


図-2.6.2(a) 圧力項を消去した場合の計算結果(1-a)

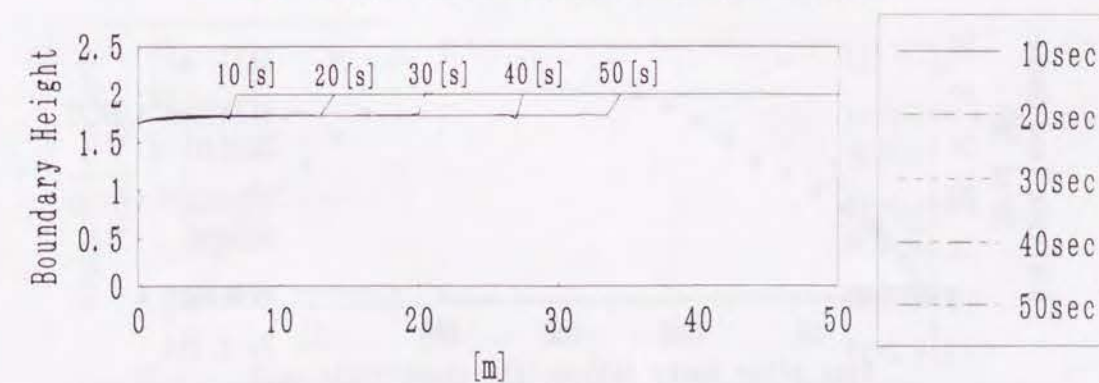


図-2.6.2(b) 圧力項を消去した場合の計算結果(2-a)

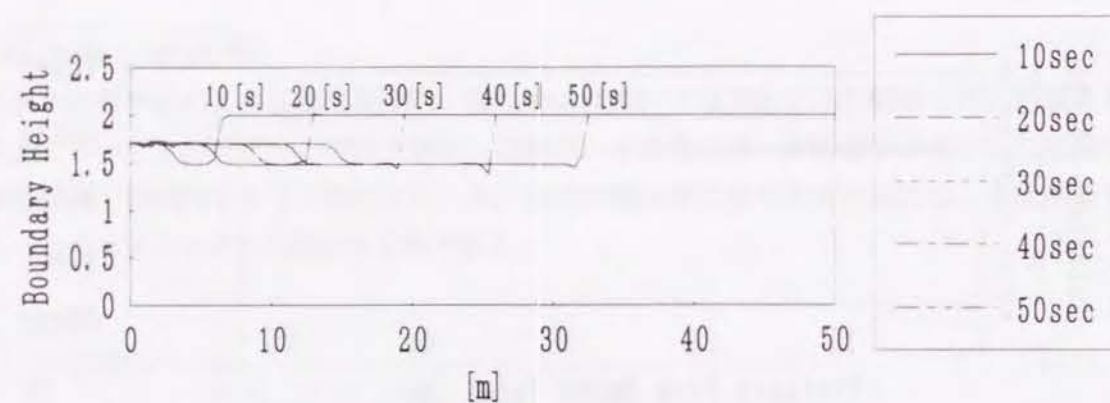


図-2.6.2 (c) 圧力項を消去した場合の計算結果 (3-a)

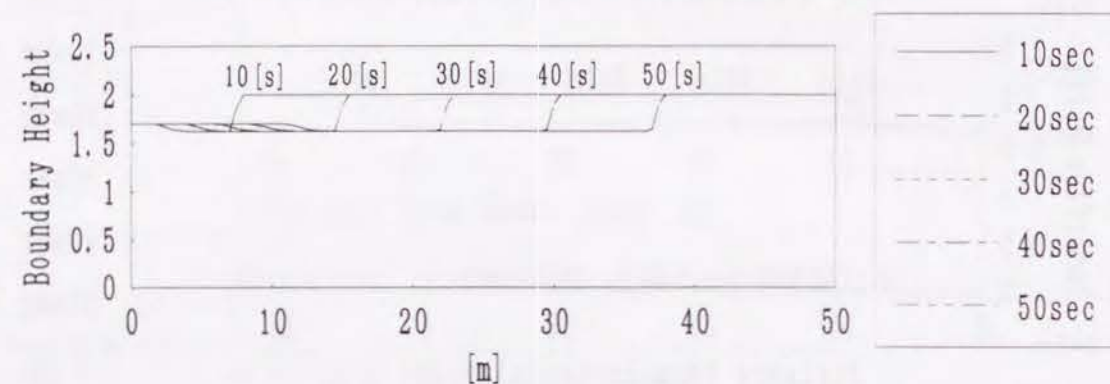


図-2.6.2 (d) 圧力項を消去した場合の計算結果 (4-a)

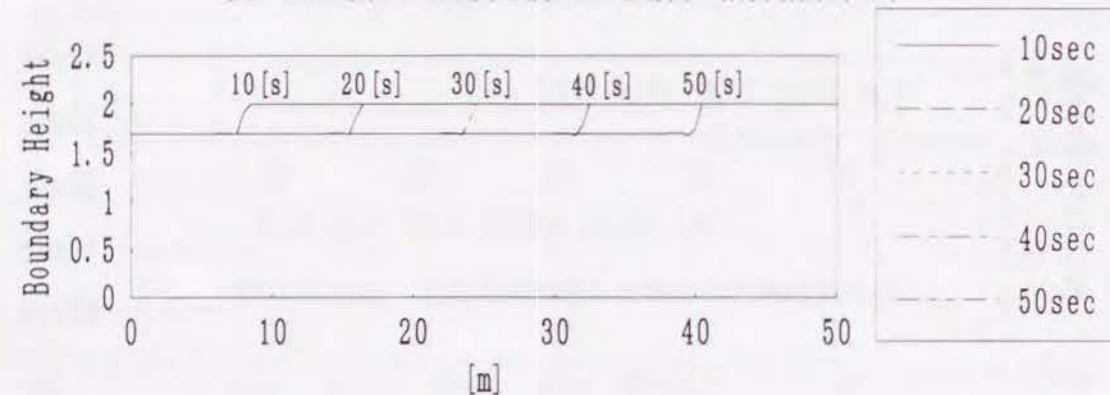


図-2.6.2 (e) 圧力項を消去した場合の計算結果 (5-a)

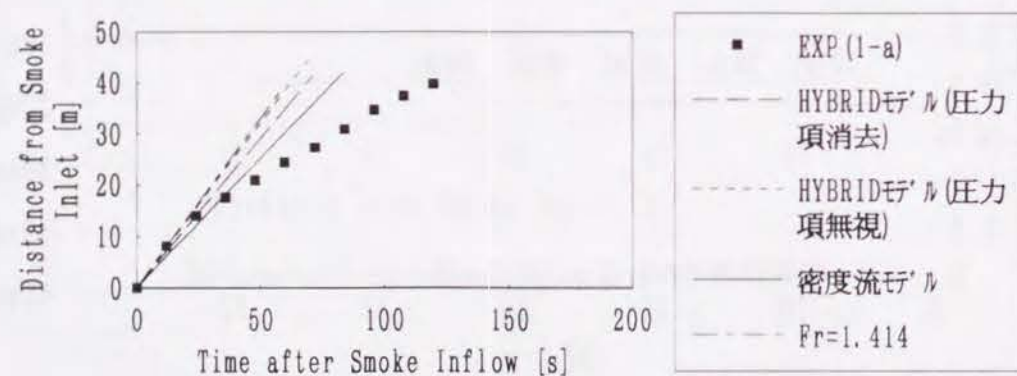


図-2.6.3 (a) 煙層到達距離の時間変化の比較 (1-a)

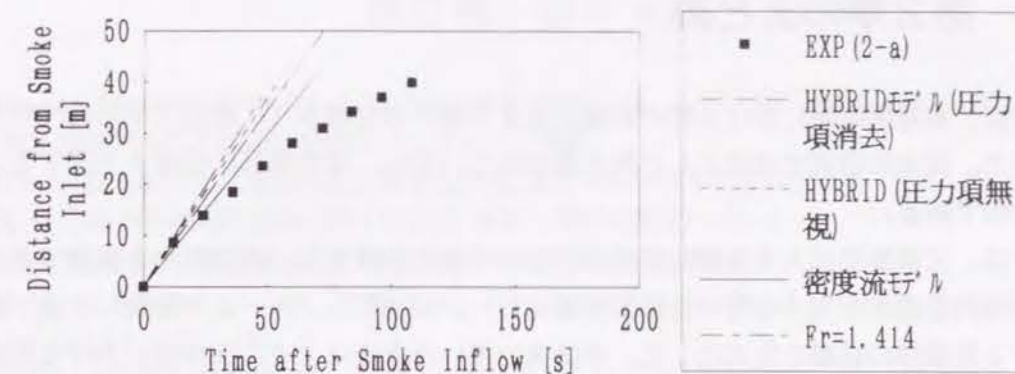


図-2.6.3 (b) 煙層到達距離の時間変化の比較 (2-a)

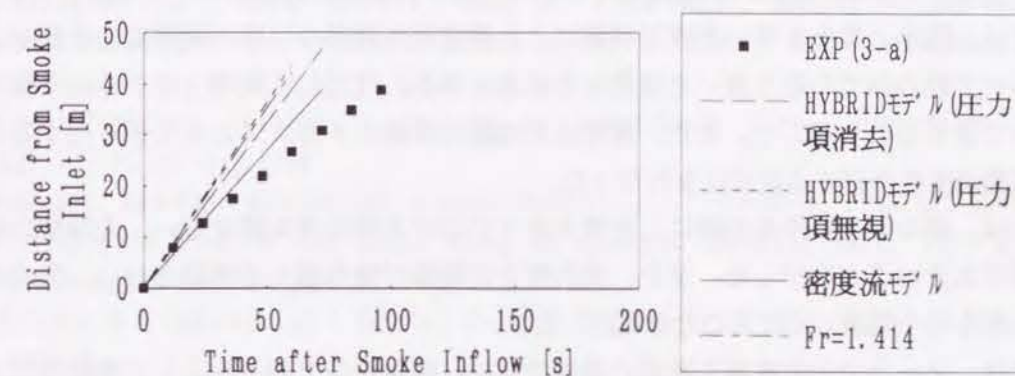


図-2.6.3 (c) 煙層到達距離の時間変化の比較 (3-a)

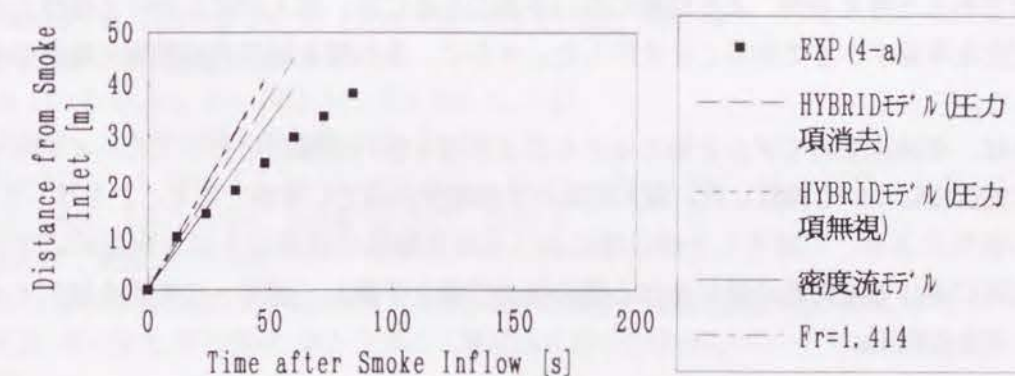


図-2.6.3 (d) 煙層到達距離の時間変化の比較 (4-a)

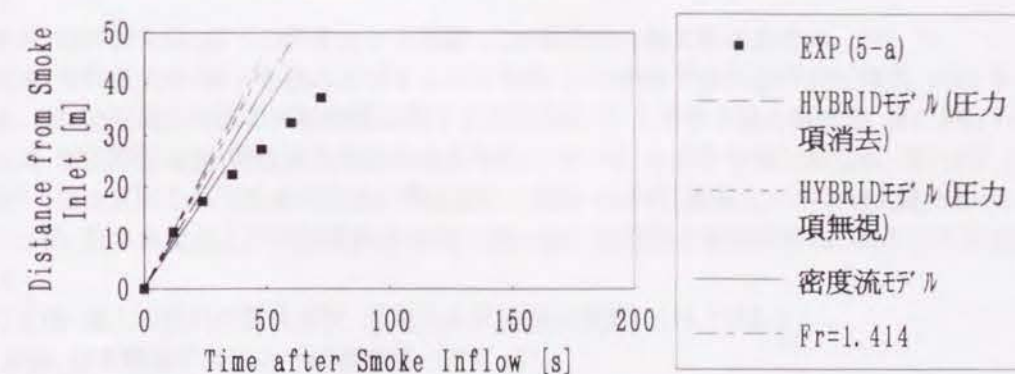


図-2.6.3 (e) 煙層到達距離の時間変化の比較 (5-a)

2-7 第2章のまとめ

第2章では、避難開始時における煙の伝播位置を予測する立場から、煙の水平伝播性状に関する研究をまとめた。従来の研究ではほとんど取り扱われていない、煙先端部の位置を予測することを主目的としたものである。

2-2では、天井面を拡大する煙先端部の位置の予測を検討した。密度変化を無視できる場合について、煙の流れを塩水と真水を用いた模型実験を行い、天井面にブルームが衝突した後、遷移領域を経て拡大する先端部の移動を定式化した。本研究で用いた方法により、天井面における先端部の位置を予測可能であることを示した。

2-3から2-6では、細長い水平直廊下における煙の先端部の移動について検討した。

2-3では、塩水と真水を用いた模型実験により密度流先端部の位置の時間変化を測定し、従来の単純なフルード数のみでの取り扱いとは異なる結果を得た。ただし、実用上はフルード数で取り扱うことが許容できることも示した。また、密度流先端部の移動のメカニズムをモデル化することにより、先端部の移動速度を予測する定式化を行なった。

2-4では、煙の流入条件を明確にした実大廊下における煙伝播実験を行い、先端部の移動に温度低下の影響が大きいことを示した。また、垂れ壁を先端部が乗り越える実験を行い、従来の単純二層流モデルよりも早く越流して行くことを見出した。

2-5では、2-3での密度流先端部の速度の式に、煙層全体での平均化した熱損失による密度変化を加味した定式化を行い、2-4での実験結果と良く一致することを検証した。実用的にはこの定式化で十分であると考えが、より精度の高い予測のためには、流入初期における慣性力の影響、熱伝達率の変化を考慮すべきであることを示した。さらに、垂れ壁を越流する煙層先端部の挙動についても検討した。

2-6では、単純密度流モデルと場のモデルによる取り扱いの橋渡しとしてのハイブリッドモデルによる密度流伝播について検討した。流入初期の予測精度の向上に有効であることを示した。

ここでの研究により、二層化した煙伝播における煙先端部の位置の予測が実用的に可能となった。建築物火災時における避難開始時における煙の到達位置を予測し、避難への影響を検討するに上で役立つものと考えられる。

第2章 参考文献

- 1) Kármán; The Engineer Grapples with Nonlinear Problems, Bull. Am. Math. Soc., 46, 1940
- 2) 寺井; 日本建築学会設計計画防煙設計パンフレット資料
- 3) 濱田俊孝; 火災気流の水平流動性状に関する研究, 東京理科大学学位論文, 1978
- 4) 辻本誠; 火災時の建物内煙流動に関する研究, 東京大学学位論文, 1981.2
- 5) 東京消防庁火災予防対策委員会; 東京海上ビル火災実験報告書, 1967.8
- 6) R. G. Rehm, H. R. Baum et. ; A Boussinesq Algorithm for Enclosed Buoyant Convection in Two Dimensions, NISTIR 4540, 1991.3
- 7) 若松孝旺他; 建築物の煙制御設計(1)-(3), 火災, Vol. 25, No. 1-No. 2, 1975
- 8) Tanaka; NBSIR 83-2718, 1983
- 9) A. D. D. Craik et. ; The Circular Hydraulic Jump, J. Fluid Mech., Vol. 112, 347-362, 1981
- 10) N. Didden, T. Maxworthy; The Viscous Spreading of Plane and Axisymmetric Gravity Currents, J. Fluid Mech., Vol. 121, 27-42, 1982
- 11) R. L. Alpert; Turbulent Ceiling-Jet induced by Large-Scale Fires, Combustion Science and Technology, Vol. 11, 197-213, 1975
- 12) T. B. Benjamin; Gravity currents and related Phenomina, J. Fluid Mech., Vol. 31, 1967
- 13) P. L. Hinkley; The Flow of Hot Gases along an Enclosed Shopping Mall, Fire Research Note No. 807, Fire Research Station, 1970.3
- 14) M. V. Chobotov, E. E. Zukoski and T. Kubota; Gravity Currents with Heat Transfer Effects, NBS-GCR-87-522, 1986.12
- 15) G. Heskestad, J. P. Hill; Experimental Fires in Multiroom/Corridor Enclosures, NBS-GCR-86-502, 1986.1
- 16) H. W. Emmons; The Ceiling Jet in Fires, NIST-GCR-90-582, 1990.10
- 17) 防災計画指針; 日本建築センター
- 18) Mortom et. ; Proc. Roy. Soc. 1956, Vol. 234, Ser. A., 1-23
- 19) 水理委員会; 土木学会論文報告集, 1975, No. 243, 105
- 20) K. D. Steckler, H. R. Baum, J. G. Quintiere; Salt Water Modeling of Fire Induced Flows in Multicompartment Enclosures, NBSIR 86-3327, 1986.3
- 21) 物部水理学; 岩波, p62, 1962
- 22) 寺井俊夫, 新田勝通; 煙の二層流に関する研究, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 1970.5
- 23) 前田敏男, 寺井俊夫, 新田勝通; 煙と空気の一層流境界面での混合について, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1970
- 24) 寺井俊夫; 垂れ壁のある廊下を流れる煙と空気の一層流の数値計算, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 1972.6
- 25) 前田敏夫, 寺井俊夫他; 廊下の煙を止める実験, 日本建築学会論文報告集号外, 1967.10
- 26) 前田敏夫, 寺井俊夫他; 廊下を流れる煙を止める実験, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1969.8
- 27) 福岡捷二他; 密度流先端部の流動機構に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, 第274号, 1978.6
- 28) 平野宗夫, 羽田野袈裟義; 密度流先端部の流動特性について, 土木学会論文報告集, 第314号, 1981.10
- 29) 武内智行; 自由表面をもつ急変不定流の数値解析に関する研究; 農業土木学会論文集第87号, 1980.6
- 30) 武本行正他; 自由表面および内部境界面を持つ開水路非定常流の数値解析法, 農業土木学会誌, 第50巻第6号, 1982.6
- 31) 武本行正他; 堰上の流れの数値解析, 農業土木学会論文集第104号, 1983.4
- 32) 辻本, 斎藤; 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1979
- 33) 半田隆, 浜田俊孝他; 実大廊下における火災気流の煙流動性状, 日本火災学会論文集, Vol. 26

第3章 実在建築物の通気特性

3-1 煙伝播予測計算と通気特性データ

火災時の煙流動性状を把握し、避難安全を評価するための煙伝播予測を現実の防災設計に活用するためには、建築物の各部位における通気特性を知る必要がある。しかしながら、現在までのところ防災設計に役立つデータの蓄積が極めて乏しい。

第1章で示した計算法を実際の建築物に適用する場合、開口部の流量係数に関するデータを必要とする。換気分野ではこれらのデータを独自の方法で集積しているが、建物全体の煙流動の計算への適用を行なうには修正を必要とする。

換気計算においては隙間を通しての空気の流出入を扱う際に、

$$Q = \beta A' \left(\frac{2\Delta P}{\rho} \right)^{1/n} \quad \dots (3.1.1)$$

ただし、 A' は扉隙間などの隙間の面積

という式において、 β と n を実験的に求めることが多く、 n は 1~2 の値をとることが知られている。煙流動においては微細な隙間よりも大きな開口が流動性状を支配し微細な隙間についてはあまり精度を必要としないことが多い。第1章での煙流動計算では、等温条件下での開口の通気特性を扱う際の基本的な考え方として、

$$Q = \alpha A \left(\frac{2\Delta P}{\rho} \right)^{1/2} \quad \dots (3.1.2)$$

ただし、 A は扉の面積などの開口部全体の面積

の形を使用し、非等温の場合にも αA または α をデータとして与える方針を採用している。従って、以下のデータの整理にあたっては、(3.1.2) 式の形での α または αA を求めることとする。

本章では、開口部及びシャフトなどの通気特性を測定する手法を提案すると共に、文献調査により煙流動計算法に使用できる通気特性のデータの整理を行なう。

ともすれば統一的なデータ処理の観点を欠いている各種文献中のデータを、第1章で開発した煙流動計算に使用することを目的として、実在建築物の各部位の通気特性を実測するとともに、文献調査によりデータの収集を行ない、煙流動計算に使用可能な形での整理を試みる。

3-2 エレベータの通気特性

3-2-1 エレベータの通気特性の実測-1

(1) 測定項目および概要

1連のエレベータにおけるエレベータの扉およびエレベータシャフトの通気特性を実測により求める。図-3.2.1に、測定に使用したエレベータの寸法および測定状況の概略を示す。使用したエレベータは地下1階から地上4階までのものであり、地下1階のホールに送風機を設置した。実測は次の3通りについて行う。

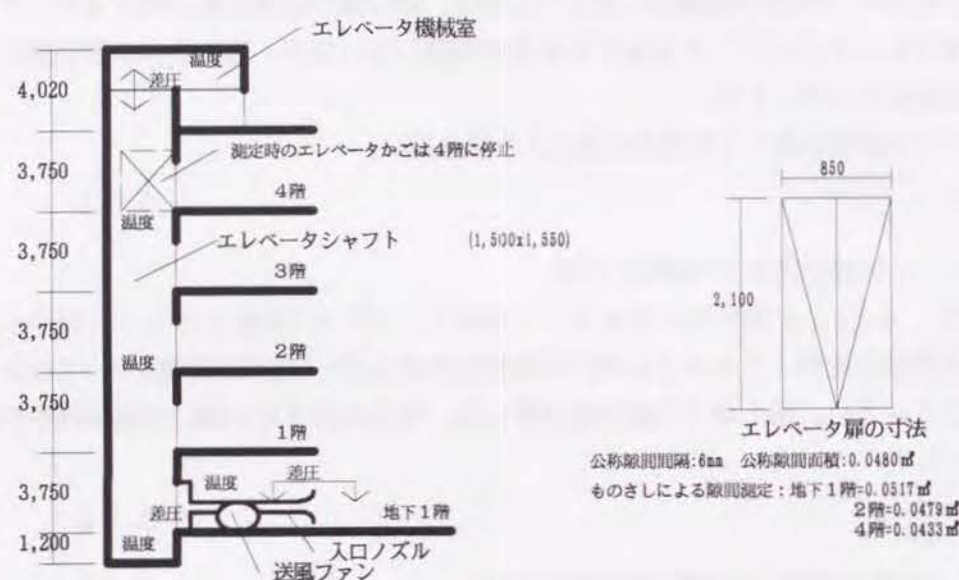


図-3.2.1 エレベータシャフトの概略図

(A) ホールからエレベータシャフトへの向きのエレベータ扉の通気特性

地下1階のエレベータ扉以外のすべてのエレベータ扉の隙間を目張りして閉鎖した状態で、地下1階の送風機によりエレベータシャフト内部に送風し、送風量および地下1階でのエレベータ扉両側の差圧を測定する。(3.1.2)式により、地下1階のホールからエレベータシャフトに空気が流入する向きでのエレベータ扉の通気特性が求まる。

(B) エレベータシャフト壁面の通気特性

地下1階のエレベータ扉以外のすべてのエレベータ扉の隙間を目張りして閉鎖した状態で、地下1階の送風機によりエレベータシャフト内部に送風し、送風量、地下1階でのエレベータ扉両側の差圧およびエレベータ機械室とシャフトの間の差圧を測定する。エレベータ機械室とシャフトの間の開口部の大きさは既知であるので、エレベータシャフト壁面の通気特性が求まる。

(C) エレベータシャフトからホールへの向きのエレベータ扉の通気特性

(A)の測定状態において、最上階から順次エレベータ扉の目張りを取り除いていき、送風量とシャフト内部の圧力の変化との関係を測定する。エレベータ扉の寸法は既知であるので、(3.1.2)式により、エレベータシャフトからホールに空気が流出する向きでの、エ

レベータ扉の通気特性が求まる。

(2) 測定方法

地下1階に送風機を設置し、送風量は入口ノズルを用いて測定する。ノズルの直径は200mmであり、自作したものである。ただし、較正の結果、JISの入口ノズルに準じたものであることを確かめている。

送風量、開口部間の圧力差および通気特性の関係は(3.1.2)式が成立していると仮定する。従って、送風量と測定部位間の圧力差の実測値から、次式により通気特性が求められる。

$$\alpha A = \frac{Q}{\left(\frac{2\Delta P}{\rho}\right)^{1/2}} \quad \dots (3.2.1)$$

測定の概要は、図-3.2.1に示した。圧力差はすべてベルジャー微差圧計を用いて測定する。測定点は、入口ノズルの圧力、地下1階のエレベータ扉の両側の圧力差、地下1階でのホールとシャフトの間の圧力差およびエレベータ機械室とエレベータシャフトの間の圧力差の4カ所である。

実測時の温度は銅-コンスタンタン熱電対を使用した。測定点は、地下1階のホール、エレベータシャフト内部の地下1階、地上2階と4階、およびエレベータ機械室の5カ所である。測定日の温度はすべての測定点で19.4～21.1℃であり、ほぼ等温で安定していた。従って以下では、空気の密度は1.205 [kg/m³]の一定として取り扱う。

なお、エレベータかごは通気特性の実測中は4階に停止した状態である。

(3) 測定結果および考察

(A) ホールからエレベータシャフトへの向きのエレベータ扉の通気特性

図-3.2.2(a)(b)に、地下1階の閉鎖したエレベータ扉の間の圧力差と送風量との実測値を示す。○印は1階から4階までのエレベータ扉の隙間を目張りしない場合を、×印は目張りした場合の測定値を示す。なお、以下の図では全て(a)は線形軸を使用した図であり、(b)は両対数で示したものである。

図-3.2.2(b)より、圧力差と流量の関係が勾配 $\frac{1}{2}$ の直線上に乗ることがわかる。従って、(3.2)式の関係を使用できる。図-3.2.2(a)上に、(3.2)式において、 $\alpha A = 0.0457 \text{ m}^2$ としたときの計算値を示す。実測値と計算値とが非常によく一致することがわかる。物差しで測定した寸法から計算したエレベータ扉の隙間面積は $A = 0.0517 \text{ m}^2$ であり、従って隙間面積を使用した場合の流量係数は $\alpha = 0.88$ となる。通常煙流動計算では扉の全面積を使用することが多く、このとき $\alpha = 0.0256$ となる。

なお、エレベータ扉の隙間1m当たりの αA は、0.0057となる。

(B) エレベータシャフト壁面の通気特性

図-3.2.3(a)(b)に、1階から4階までのすべてのエレベータ扉を目張りした場合の、地下1階のシャフトとホールとの間の圧力差とシャフトとエレベータ機械室との間の圧力差の実測値を重ねて示す。実測時の温度がすべての場所でほぼ等しいために、地下1階と地上4階のシャフトと外部との圧力差がほぼ等しいことはシャフト内部の圧力がほぼ一様であることを示している。

図-3.2.4に、1階から4階のエレベータ扉の隙間を目張りした場合のシャフトとエレベータ機械室

との間の圧力差と送風量との関係を示す。実測値より、(3.1.2)式がほぼ成り立ち、 $\alpha A = 0.0351 \text{ m}^2$ であることがわかる。エレベータ機械室とシャフトとの間のロープ穴の面積が 0.0243 m^2 であることから、このロープ穴以外にも開口が存在していることを示している。しかし、その評価は困難である。参考のために、シャフトの全面積に対する評価を行うと、シャフトの周囲面積が 147.9 m^2 であるので、この面積を用いた流量係数は $\alpha = 0.237 \times 10^{-3}$ となる。

(C) エレベータシャフトからホールへの向きのエレベータ扉の通気特性

図-3.2.4には、全測定におけるシャフトとエレベータ機械室との間の圧力差と送風量との関係を示す。このうち、すべてのエレベータ扉の目張りを取り除いた場合、 $\alpha A = 0.1439 \text{ m}^2$ である。

すべてのエレベータ扉の隙間に目張りをした場合と目張りを取り除いた場合との差が、4階分のエレベータ扉からのシャフトからホールへの流れを合計したものであると考えられるので、1階当たりの αA を求めると、 $\alpha A = 0.0272 \text{ m}^2$ である。1階から4階のエレベータ扉の隙間の1階当たりの平均の隙間面積は、 0.0456 m^2 であるので、流量係数は $\alpha = 0.60$ となる。この値は、ホールからシャフトの方向への流れに対する流量係数と大きく異なる。なお、エレベータ扉の全面積を使用した場合、流量係数は $\alpha = 0.0152$ となる。

目張りを取り除いた扉の数を n とすると、 $0.0351 + 0.0272n$ により推定した αA を用いたときの送風量と圧力差との関係を図-3.2.4に示す。図より、この αA を使用した計算値により、実測値をほぼ近似できることがわかる。

なお、エレベータ扉の隙間1m当たりの αA は、 0.0034 となる。

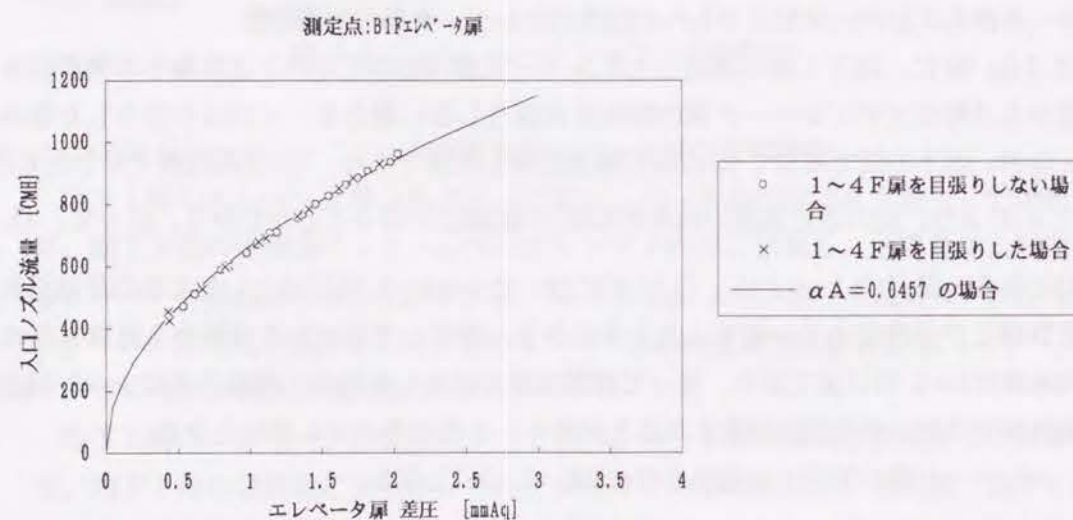


図-3.2.2(a) エレベータ扉の通気特性

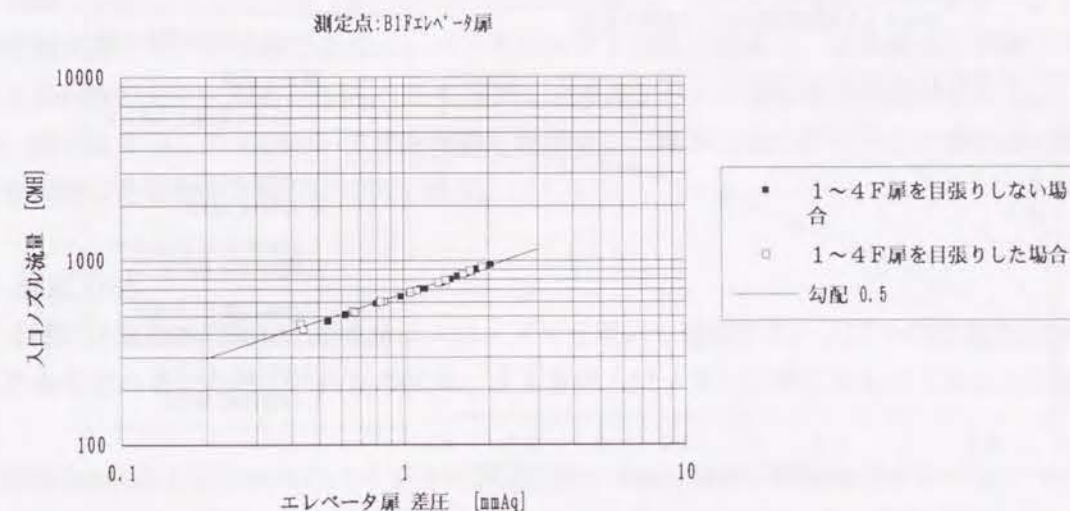


図-3.2.2(b) エレベータ扉の通気特性 (両対数による表現)

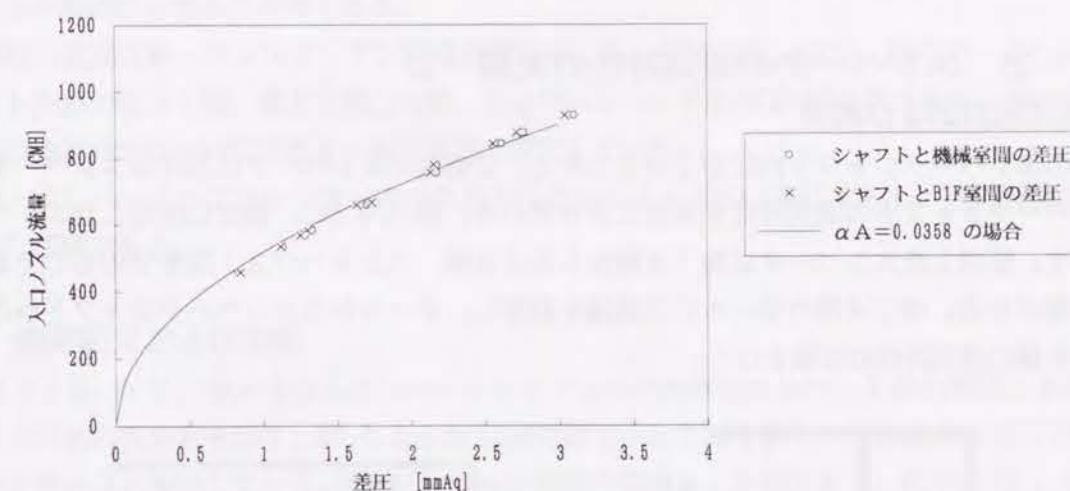


図-3.2.3(a) エレベータシャフトの通気特性

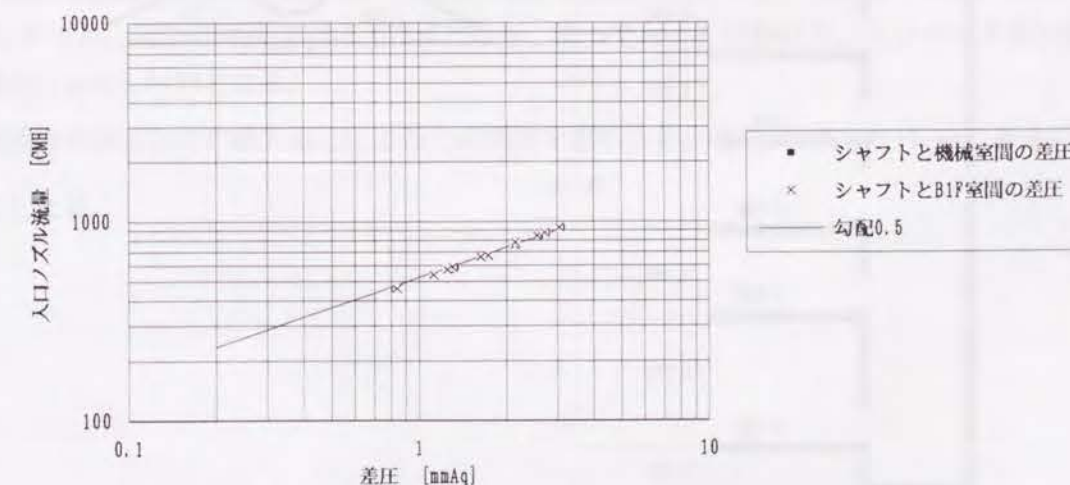


図-3.2.3(b) エレベータシャフトの通気特性 (両対数による表現)

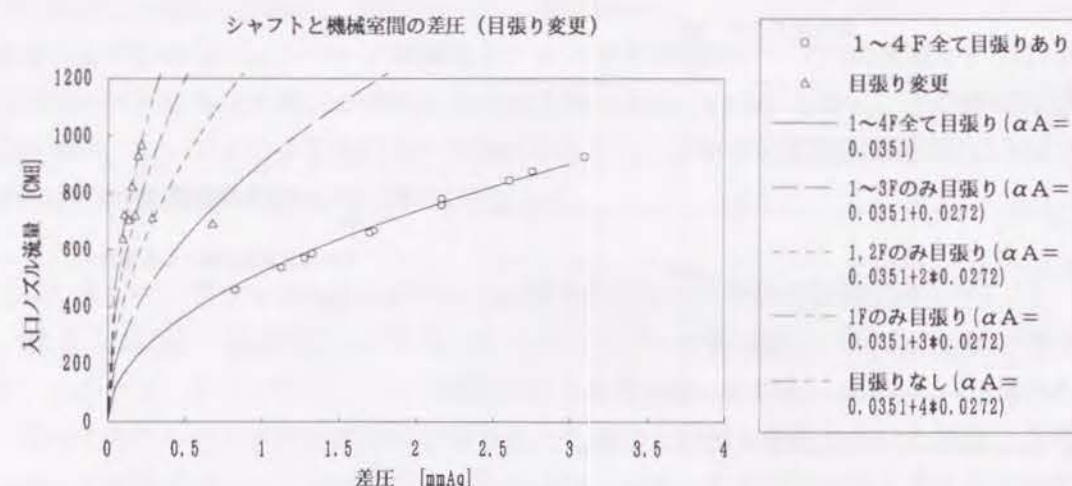


図-3.2.4 エレベータシャフトの通気特性

3-2-2 エレベータの通気特性の実測-2

(1) 測定項目および概要

ひとつのエレベータシャフト内にかごが2つある、2連式のエレベータにおけるエレベータの扉およびエレベータシャフトの通気特性を実測により求める。図-3.2.5に、測定に使用したエレベータの寸法を示す。使用したエレベータは地下4階から地上8階、ペントハウス1階までのものであり、合計26枚の扉がある。地下4階のホールに送風機を設置し、ホールからエレベータシャフトへの向きのエレベータ扉の通気特性の実測を行う。

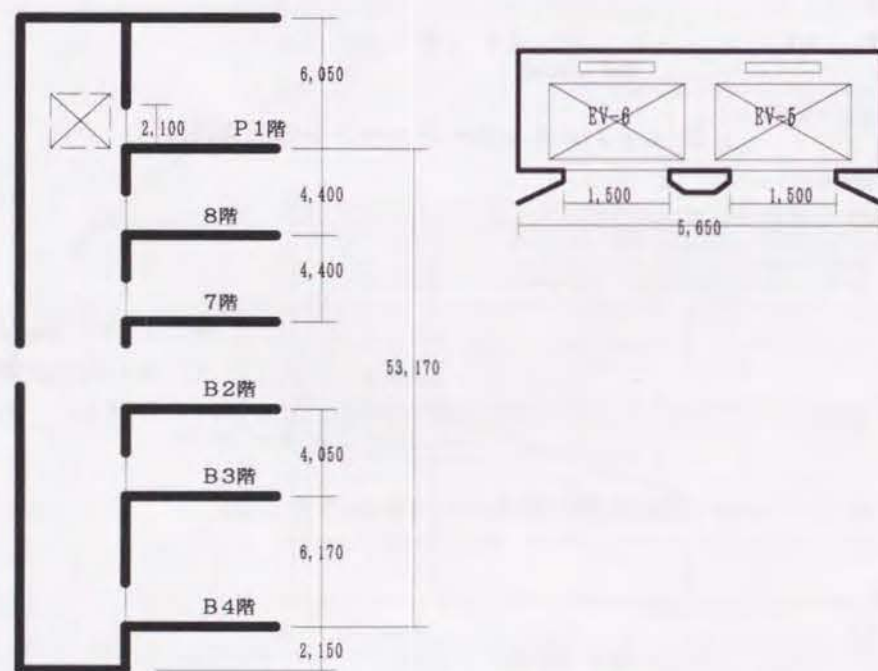


図-3.2.5 2連式エレベータシャフトの概略図

地下4階の2連のうちの片方 (EV-5) のみを使用し、ホールからエレベータシャフトの向きの通気特性を実測する。送風機によりエレベータシャフト内部に送風し、送風量および地下4階でのエレベータ扉両側の差圧を測定した後、(3.1.2)式によりエレベータ扉の通気特性が求まる。

なお、測定はすべてのエレベータ扉を閉鎖した場合と、地下2階のEV-5の扉のみを開放しその他の扉を閉鎖した場合の2通りについて行う。

(2) 測定方法

地下4階に送風機を設置し、送風量は入口ノズルを用いて測定する。ノズルの直径は250mmφであり、自作したものである。ただし、較正の結果、JISの入口ノズルに準じたものであることを確かめている。

圧力差は5mmAqおよび50mmAqのベルジャー微差圧計、5mmAqおよび20mmAqのデジタル・マイクロ・マノメータを用いて測定する。記録計は、3ペン・レコーダおよびXYレコーダを使用した。

測定点は、入口ノズルの圧力、地下4階のエレベータ扉の両側の圧力差およびエレベータシャフトとホールの間の圧力差の3カ所である。

実測時の温度は銅-コンスタンタン熱電対を使用した。測定点は、地下1階のホール、エレベータシャフト内部の地下1階、地上2階と4階、およびエレベータ機械室の5カ所である。測定中の温度はすべての測定点で22~23℃であり、ほぼ等温で安定していた。

なお、エレベータかごはシャフト内の気流を妨げないよう3階と8階にずらし、通気特性の実測中は停止した状態である。

(3) 測定結果および考察

図-3.2.6(a)(b)に、ホールからエレベータシャフトへの向きのエレベータ扉の隙間の送風量と扉の間の圧力差との実測値を示す。図-3.2.6(b)は両対数で示した図であり、実測値は勾配0.5の直線ではほぼ近似できることを示している。図-3.2.6(a)は実際の値で示した図であり、図中に(3.1.2)式において $\alpha A = 0.061 \text{ m}^2$ とした場合の計算値も合わせて示す。

扉の隙間の設計寸法が5mmであるが、実測中は少し隙間が広がっていると考えられ、隙間の平均寸法を6mmとすると、隙間の面積は $A = 0.073 \text{ m}^2$ となり、従って $\alpha = 0.84$ となる。エレベータ扉の面積を使用した場合、 $\alpha = 0.0177$ となる。

扉隙間長さ1m当たりの通気量と圧力差との関係を求めると、隙間長さは $L = 14.4 \text{ m}$ であるので、 $\frac{\alpha A}{L} = 0.0042$ となる。

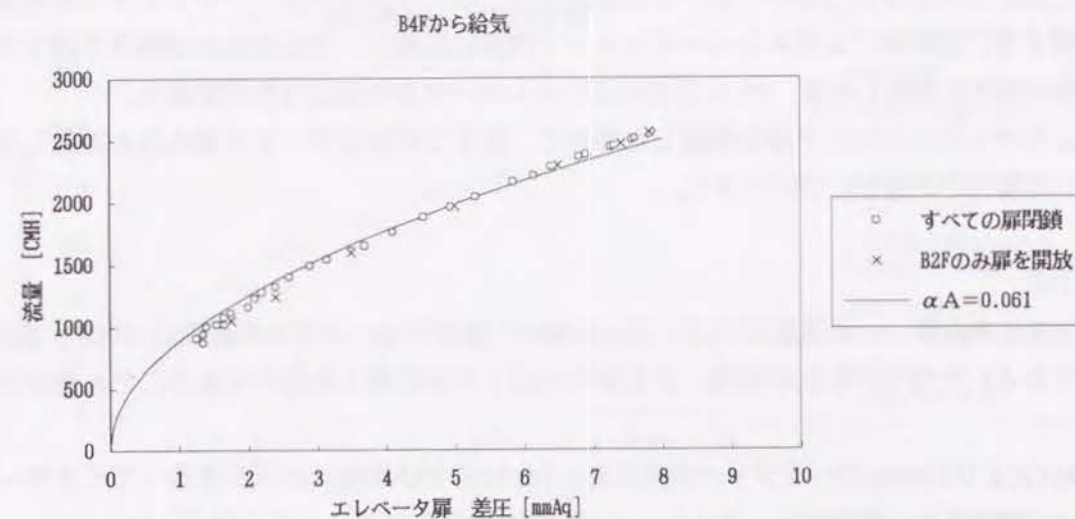


図-3.2.6 (a) エレベータ扉の通気特性

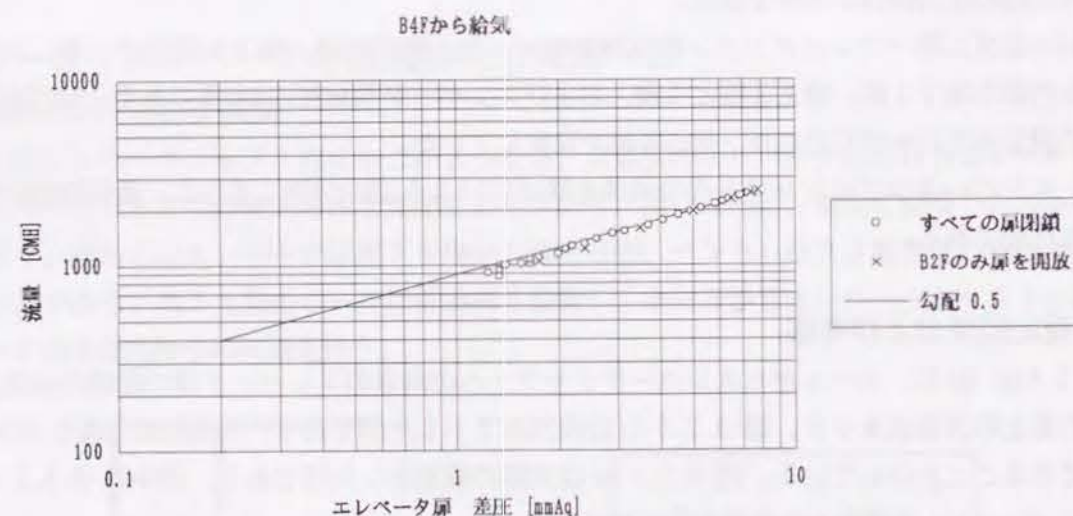


図-3.2.6 (b) エレベータ扉の通気特性 (両対数による表現)

3-3 避難階段扉の通気特性

3-3-1 避難階段扉の通気特性の実測-1

(1) 測定項目および概要

実測する階段室の扉は、階段前室を有しない避難階段における常時開放の両開き扉である。地下2階から地上8階およびペントハウス1階に通じる階段であり、合計11枚の扉がある。扉まわりの概略図を、図-3.3.1に示す。なお、この階段には、扉下部に石綿テープがとりつけられている。

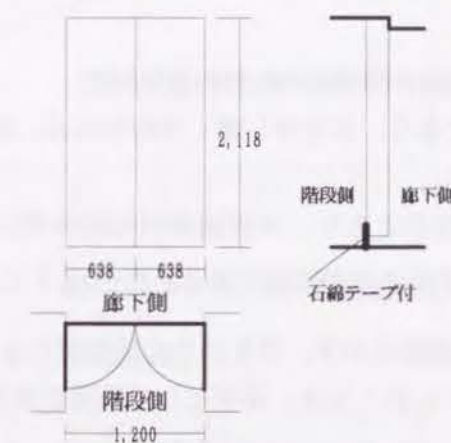


図-3.3.1 階段扉の概略図

測定は次の3通りについて行う。

(A) 廊下から階段への向きの両開き階段扉の隙間の通気特性

地下2階の階段扉を閉鎖し、地下2階の送風機により、廊下側から階段室の方向に送風し、送風量および地下2階での階段扉両側の差圧を測定する。(3.1.2)式により、廊下から階段室に空気が流入する向きでの階段扉の通気特性が求まる。なお、送風の方向は階段扉を押し開けようとする方向である。

(B) 避難階段の壁面の通気特性

地下2階の階段扉以外のすべての階段扉の隙間を目張りして閉鎖した状態で、地下2階の送風機により階段室内部に送風し、送風量、地下2階での階段扉両側の差圧および廊下と階段室内部の間の圧力差を測定する。これにより、階段室壁面の通気特性が求まる。

(C) 階段から廊下への向きの両開き階段扉の通気特性

(B)の測定状態において、最上階から順次1階ずつ階段扉の目張りを取り除いていき、送風量と階段室内部の圧力の変化との関係を測定する。階段扉を閉鎖する方向での、階段室から廊下に空気が流出する向きでの、階段扉の通気特性が求まる。

(2) 測定方法

地下2階に送風機を設置し、送風量は入口ノズルを用いて測定する。(A)の実測に使用するノズルの直径は200mmφ、(B)および(C)の実測に使用するノズルの直径は250mmφであり、両者とも自作したものである。ただし、較正の結果、JISの入口ノズルに準じたものであることを確かめて

いる。

圧力差は5mmAqおよび50mmAqのベルジャー微差圧計、5mmAqおよび20mmAqのデジタル・マイクロ・マノメータを用いて測定する。記録計は、3ペン・レコーダおよびXYレコーダを使用した。

測定点は、入口ノズルの圧力、階段扉の両側の圧力差および階段室とホール間の圧力差の3カ所である。

実測時の温度は銅-コンスタンタン熱電対を使用した。測定中の温度はすべての測定点で22~23℃であり、ほぼ等温で安定していた。

(3) 測定結果および考察

(A) 廊下から階段への向きの両開き階段扉の隙間の通気特性

流れの向きは廊下から階段室であり、扉を押し開く方向である。図-3.3.2(a)(b)に、扉両側の圧力差と送風量の実測値の関係を示す。

図-3.3.2(b)は両対数による表示であり、実測結果が勾配0.5の直線上にのっていることを示す。従って、流量は圧力の $\frac{1}{2}$ 乗に比例することが確認できる。図-3.3.2(a)に、実測値および(3.1.2)式において $\alpha A = 0.0133 \text{ m}^2$ としたときの曲線を示す。扉まわりの詳細図をもとに求めた隙間面積は $A = 0.0271 \text{ m}^2$ であり、従って流量係数は $\alpha = 0.49$ となる。面積として両開き扉全体の面積を使用すると、流量係数は $\alpha = 0.00528$ となる。

扉隙間1m当たりの通気量と圧力差との関係を求めると、隙間の長さが $L = 8.75 \text{ m}$ であるので、 $\frac{\alpha A}{L} = 0.0015 [\text{m}^3/\text{m}]$ となる。

(B) 避難階段室の壁面の通気特性

図-3.3.3(a)(b)に、送風している扉以外の階段室の扉の隙間をすべて目張りした場合の、階段室への送風量と階段室内部との圧力差の実測値を示す。

図-3.3.3(b)は両対数により示したものであり、実測値は勾配0.5の直線上にあり、(3.1.2)式が成立することを示す。図-3.3.3(a)に実測値および(3.1.2)式において $\alpha A = 0.029 \text{ m}^2$ とした場合の計算値を示す。この有効開口面積は、 $\alpha = 1$ とすると一辺約17cmの正方形の穴があいていることになり、またこの階段の高さは約47mであるので、高さ1m当たりの αA の値は 6.2×10^{-3} である。階段室の単位面積当たりの αA は、階段周囲面積が 800 m^2 であるので、 0.0362×10^{-3} となる。

(C) 階段から廊下への向きの両開き階段扉の通気特性

(B)の測定状態において、最上階から順次1階ずつ階段扉の目張りを取り除いていき、送風量と階段室内部の圧力の変化との関係を測定する。(A)とは逆の階段扉を閉鎖する方向であり、階段室から廊下に空気が流出する向きでの、階段扉の通気特性が求まる。

図-3.3.4に、実測値および目張りを取り除いた扉の数を n としたときに $0.0351 + 0.0196n$ により αA を推定したときの計算値を示す。目張りをはがした初めの方の実測値は、階段室壁面からの漏気を考慮した計算値とよく一致しているが、はがした枚数が多くなるとこの関係から外れている。これは、送風機的能力があまり大きくないために、階段内部の圧力を均一にできないためと考えられる。

面積として扉の開口面積を使用した場合、流量係数は $\alpha = 0.00778$ となる。

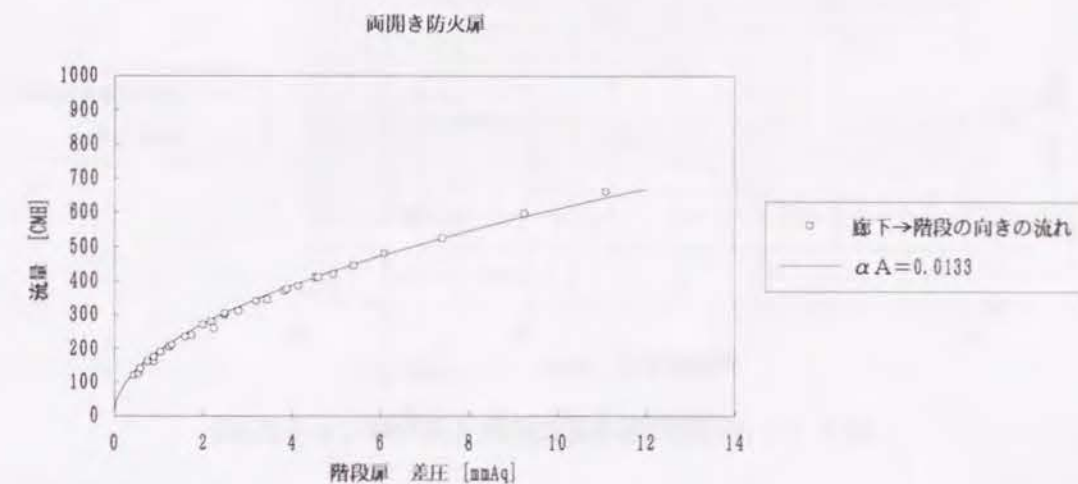


図-3.3.2(a) 階段扉の通気特性

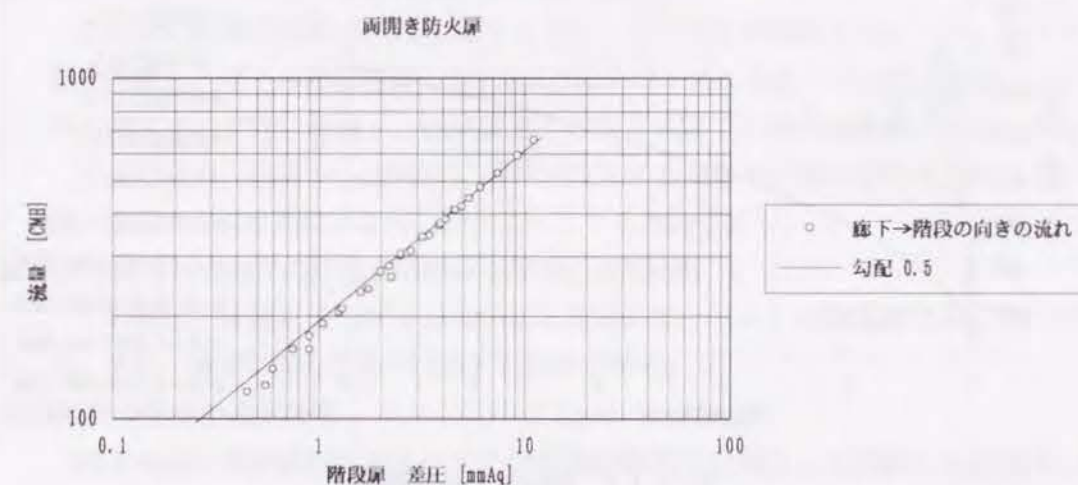


図-3.3.2(b) 階段扉の通気特性 (両対数による表現)

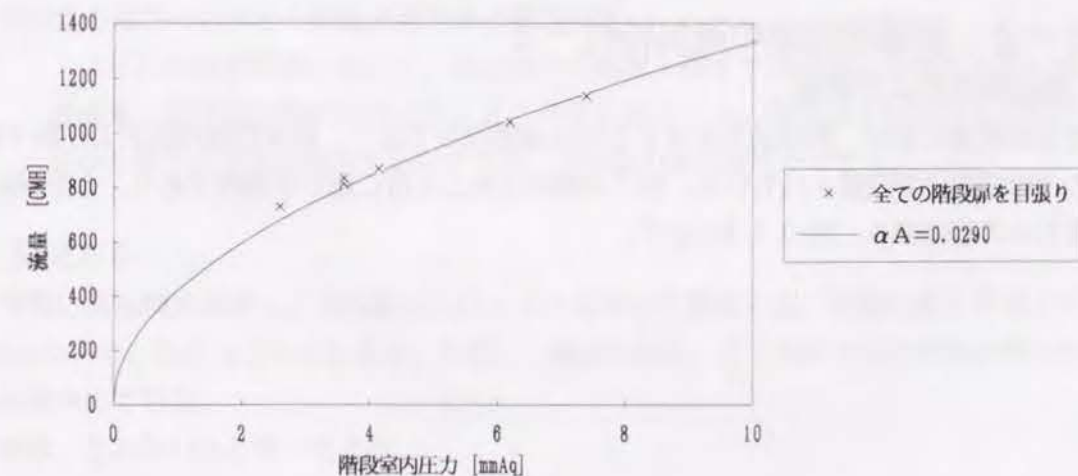


図-3.3.3(a) 階段室の通気特性

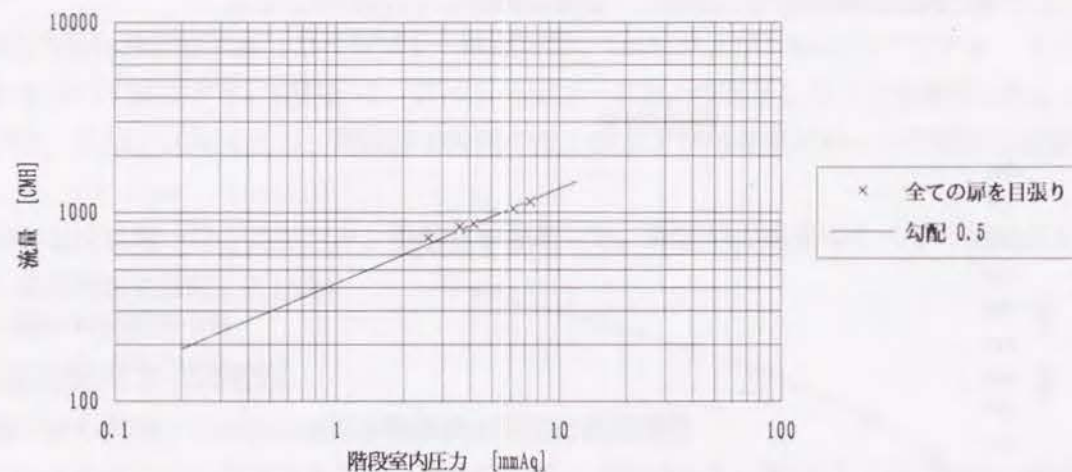


図-3.3.3 (b) 階段室の通気特性 (両対数による表現)

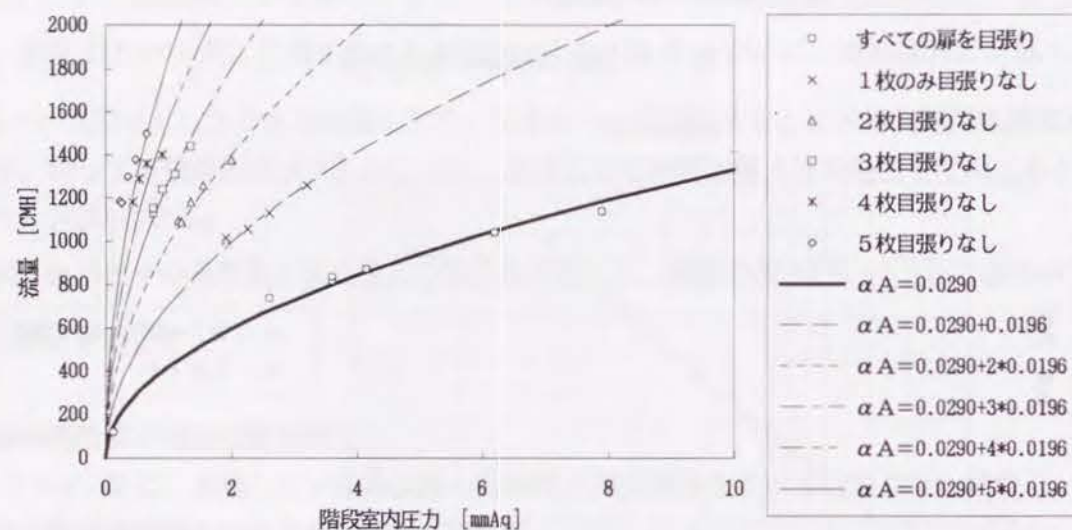


図-3.3.4 階段扉の通気特性

3-3-2 避難階段扉の通気特性-2

(1) 測定項目および概要

実測する階段室の扉は、階段前室を有する特別避難階段であり、前室の階段側および廊下側ともに片開きの常時閉鎖扉が設置されている。地下4階から地上1階に通じる階段であり、合計6枚の扉がある。扉まわりの概略図を、図-3.3.5に示す。

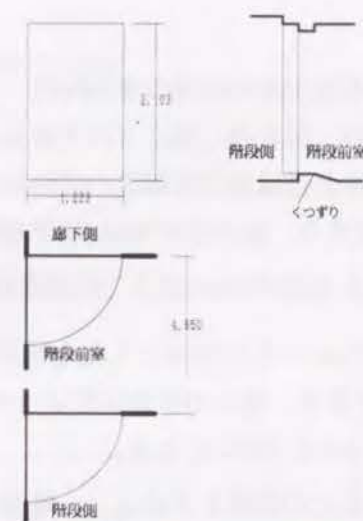


図-3.3.5 階段扉の概略図

測定は次の4通りについて行う。

(A) 前室から階段への向きの片開き階段扉の隙間の通気特性

この扉の床面には図-3.3.5に示すように、くつずりが設置されている。地下4階の階段扉を閉鎖し、地下4階に設置した250mmφの入口ノズルを取り付けた送風機により、廊下側から階段室の方向に送風し、送風量および地下4階での階段扉両側の差圧を測定する。(3.1.2)式により、廊下から階段室に空気が流入する向きでの階段扉の通気特性が求まる。なお、送風の方向は階段扉を押し開けようとする方向である。

(B) 廊下から前室への向きの片開き階段扉の隙間の通気特性

この扉は、床面にくつずりが無いことを除いて、(A)の階段扉と全く同一の仕様である。また、測定に関しても、(A)と同様である。

(C) 避難階段の壁面の通気特性

地下4階の階段扉以外のすべての階段扉の隙間を目張りして閉鎖した状態で、地下4階の送風機により階段室内部に送風し、送風量、地下4階での階段扉両側の差圧および廊下と階段室内部の間の圧力差を測定する。これにより、階段室壁面の通気特性が求まる。

(D) 階段から廊下への向きの両開き階段扉の通気特性

(B)の測定状態において、最上階から順次1階ずつ階段扉の目張りを取り除いていき、送風量と階段室内部の圧力の変化との関係を測定する。階段扉を閉鎖する方向での、階段室から廊下に空気が流出する向きでの、階段扉の通気特性が求まる。

(2) 測定方法

地下4階に送風機を設置し、送風量は入口ノズルを用いて測定する。実測に使用するノズルの直径は250mmφであり、自作したものである。ただし、較正の結果、JISの入口ノズルに準じたものであることを確かめている。

その他は、§3-3-1(2)と同一である。

(3) 測定結果および考察

(A) 前室から階段への向きの片開き階段扉の隙間の通気特性

流れの向きは前室から階段室であり、扉を押し開く方向である。

図-3.3.6 (a) (b) に、扉両側の圧力差と送風量の実測値の関係を示す。

図-3.3.6 (b) は両対数による表示であり、圧力差が3mmAq以下を除いて、実測結果が勾配0.5の直線上にのっていることを示す。従って、圧力差が3mmAq以上では流量は圧力の $\frac{1}{2}$ 乗に比例する。図-3.3.6 (a) に、実測値および (3.1.2) 式において $\alpha A = 0.0215 \text{ m}^2$ としたときの曲線を示す。扉まわりの詳細図をもとに求めた隙間面積は $A = 0.0255 \text{ m}^2$ であり、従って流量係数は $\alpha = 0.84$ となる。面積として両開き扉全体の面積を使用すると、流量係数は $\alpha = 0.00853$ となる。

扉隙間1m当たりの通気量と圧力差との関係を求めると、隙間の長さが $L = 6.6 \text{ m}$ であるので、 $\frac{\alpha A}{L} = 0.0033 [\text{m}^3/\text{m}]$ となる。

(B) 廊下から前室への向きの片開き階段扉の隙間の通気特性

流れの向きは廊下から前室であり、扉を押し開く方向である。

図-3.3.7 (a) (b) に、扉両側の圧力差と送風量の実測値の関係を示す。

図-3.3.7 (b) は両対数による表示であり、圧力差が3mmAq以下を除いて、実測結果が勾配0.5の直線上にのっていることを示す。従って、圧力差が3mmAq以上では流量は圧力の $\frac{1}{2}$ 乗に比例する。図-3.3.7 (a) に、実測値および (3.1.2) 式において $\alpha A = 0.0198 \text{ m}^2$ としたときの曲線を示す。ただし、○印は実測中に階段室側の扉を閉鎖した場合、×印は開放した場合の結果を示す。面積として両開き扉全体の面積を使用すると、流量係数は $\alpha = 0.00786$ となる。扉の仕様が (A) と同一であり、くつずりがない分流量係数が大きくなると考えられるが、実測結果からは実測時の扉の実際の隙間に何らかの変化があったことを示唆しているのみで、詳細については確定できない。

扉隙間1m当たりの通気量と圧力差との関係を求めると、隙間の長さが $L = 6.6 \text{ m}$ であるので、 $\frac{\alpha A}{L} = 0.0030 [\text{m}^3/\text{m}]$ となり、(A) とほとんど同一である。

(C) 階段室の壁面の通気特性

図-3.3.8 (a) (b) に、送風している扉以外の階段室の扉の隙間をすべて目張りした場合の、階段室への送風量と階段室内部との圧力差の実測値を示す。

図-3.3.8 (b) は両対数により示したものであり、圧力差が6.5mmAqでの値以外は勾配 $\frac{1}{2}$ の直線上にあり、(3.1.2) 式が成立することを示す。図-3.3.8 (a) に実測値および (3.1.2) 式において $\alpha A = 0.0162 \text{ m}^2$ とした場合の計算値を示す。この階段の高さは約24mであるので、高さ1m当たりの αA の値は 6.7×10^{-3} である。階段室の単位面積当たりの αA は、階段周囲面積が 423 m^2 であるので、 0.0382×10^{-3} となる。従って、この階段は § 3-3-1 に示した階段とほぼ同程度の通気特性を有すると考えられる。

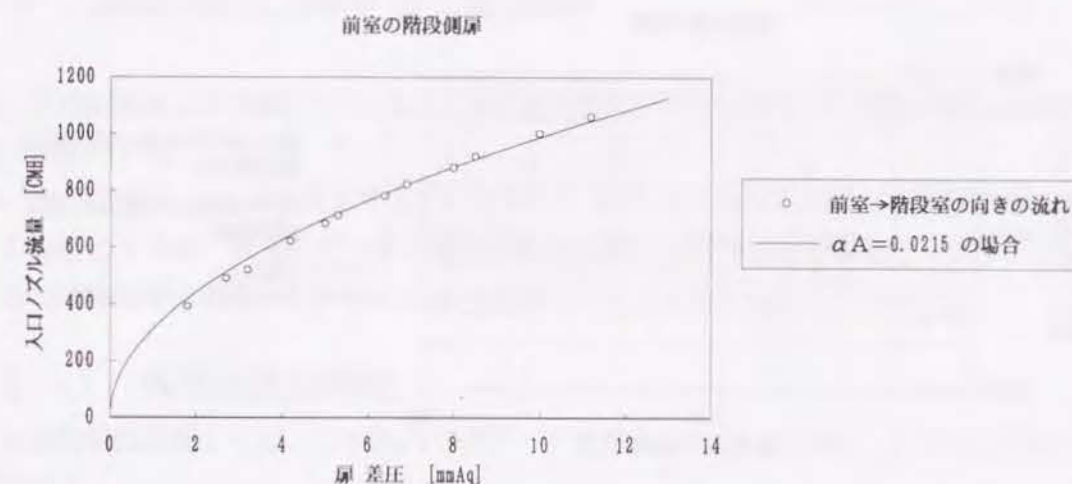


図-3.3.6 (a) 階段扉の通気特性

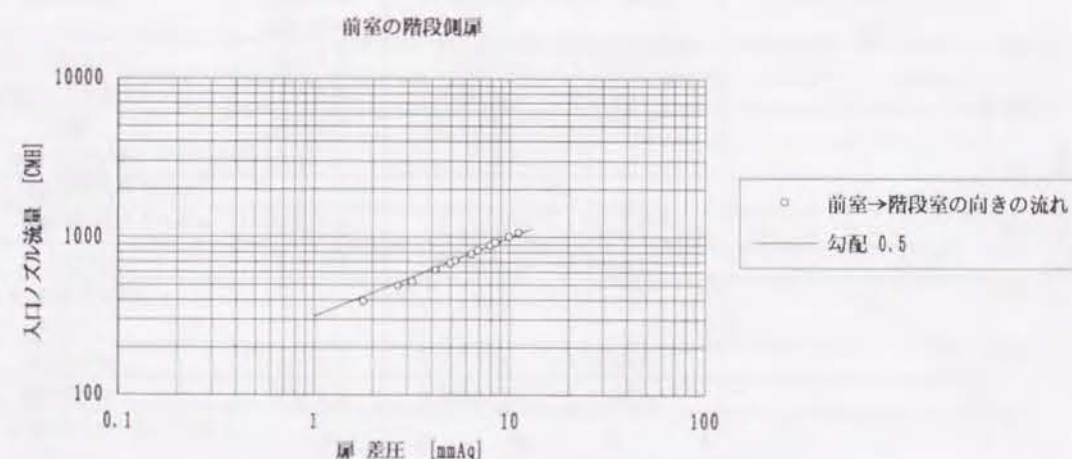


図-3.3.6 (b) 階段扉の通気特性 (両対数による表現)

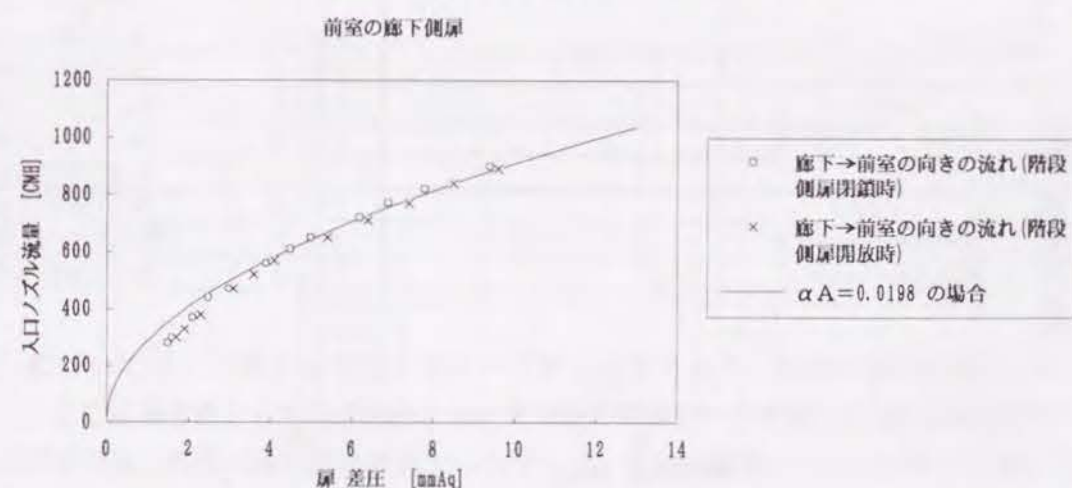


図-3.3.7 (a) 階段扉の通気特性

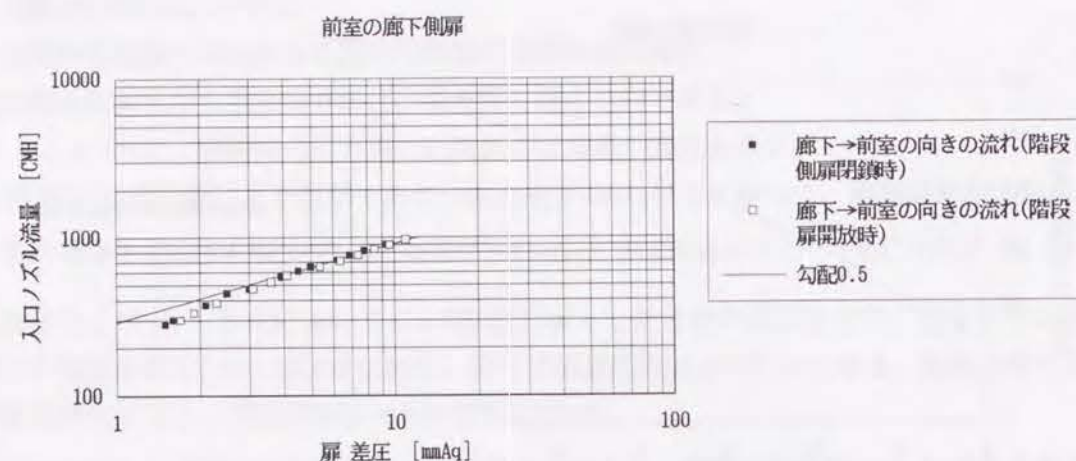


図-3.3.7(b) 階段扉の通気特性 (両対数による表現)

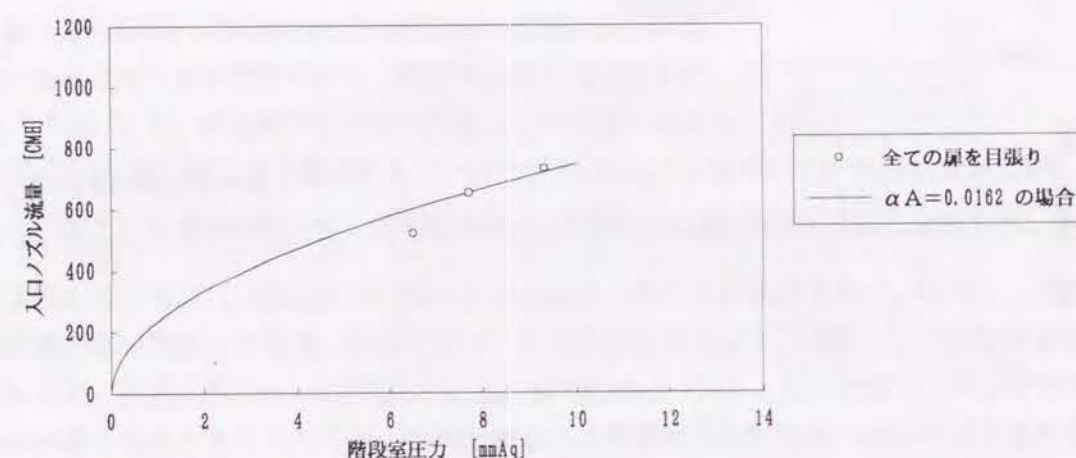


図-3.3.8(a) 階段室の通気特性

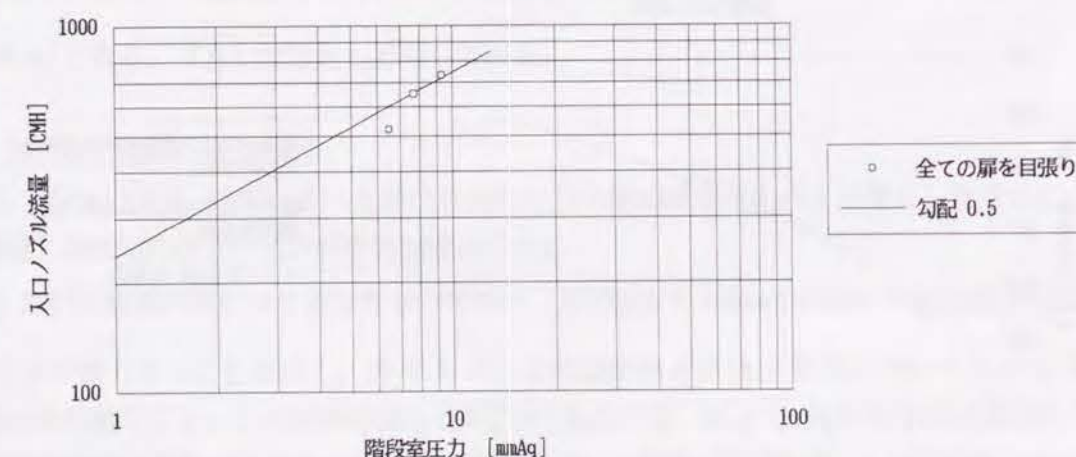


図-3.3.8(b) 階段室の通気特性 (両対数による表現)

3-4 通気特性に関する文献調査

上述の実測結果および文献^{1)~12)}調査による通気特性のデータをもとに、建物内部の各部位における通気特性を整理する。

なお、ここでは(3.1.2)式が成立するという仮定で αA を示しかつ開口部位の面積を用いて表すことを第1の目的とするが、従来のデータの間の比較を容易にすることを考慮して、できるだけ隙間1m当たりまたは隙間単位面積当たりの αA の値も同時に示すこととする。

3-4-1 外壁の通気特性

外壁の通気特性に関しては、日本国内でのデータは見あたらないために、ここでは外国の文献により整理を行う。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	目地1m当たりの αA [m^2/m]	壁面単位面積当たりの αA [m^2/m^2]	備考
石壁 (目詰めなし)	2~13	$0.0743 \times 10^{-3} \sim 0.0863 \times 10^{-3}$		文献1
石壁 (目詰めあり)	2~13	$0.0112 \times 10^{-3} \sim 0.0147 \times 10^{-3}$		文献1
木壁	2~13	$0.0597 \times 10^{-3} \sim 0.0772 \times 10^{-3}$		文献1
レンガ造り壁				
(TYPE-1: 打継ぎモルタルのみ)				
厚さ216mm	2~13	$0.0294 \times 10^{-3} \sim 0.0565 \times 10^{-3}$		文献1
厚さ330mm	2~13	$0.0294 \times 10^{-3} \sim 0.0487 \times 10^{-3}$		文献1
(TYPE-2: 打継ぎモルタル+プラスター)				
厚さ216mm	2~13	$0.000157 \times 10^{-3} \sim 0.000549 \times 10^{-3}$		文献1
厚さ330mm	2~13	$0.000068 \times 10^{-3} \sim 0.000235 \times 10^{-3}$		文献1
(TYPE-3: 打継ぎモルタル+ラス+プラスター)				
厚さ330mm	2~13	$0.000181 \times 10^{-3} \sim 0.000173 \times 10^{-3}$		文献1
枠組壁 (杉野地板+防水紙+木製ラス+プラスター)	2~13	$0.000453 \times 10^{-3} \sim 0.000666 \times 10^{-3}$		文献1
建物A (面積8174 m^2)	5~25		$0.204 \times 10^{-3} \sim 0.283 \times 10^{-3}$	文献5
建物B (面積7922 m^2)	5~25		0.174×10^{-3}	文献5
建物C (面積10713 m^2)	5~25		0.104×10^{-3}	文献5
建物D (面積6555 m^2)	5~25		$0.151 \times 10^{-3} \sim 0.192 \times 10^{-3}$	文献5
建物E (面積9780 m^2)	5~25		0.121×10^{-3}	文献5
建物F (面積8407 m^2)	5~25		0.0761×10^{-3}	文献5
建物G (面積13096 m^2)	5~25		$0.166 \times 10^{-3} \sim 0.212 \times 10^{-3}$	文献5
建物H (面積1709 m^2)	5~25		$1.19 \times 10^{-3} \sim 1.65 \times 10^{-3}$	文献5

文献1)については、目地1m当たりでデータが示されており、外壁の面積が明示されていない。従って、ここでは参考値として示すのみとし、文献5)の実測データをもとに αA を推定することとする。なお、文献5)では、外壁面積が提示されているが、データは全面積についてのものであるため、ここでは単位面積当たりの値に計算したものを示した。

欧米と日本国内の施工精度の差についてはそれほど差がないと考えると、外壁単位面積当たりの αA [m^2/m^2]は、 $0.08 \times 10^{-3} \sim 1.65 \times 10^{-3}$ の範囲にあると推定される。

3-4-2 床の通気特性

床の通気特性に関しても、日本国内でのデータは見あたらないために、ここでは外国の文献により整理を行う。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	目地1m当たりの αA [m ³ /m]	床単位面積当たりの αA [m ³ /m ²]	備考
建物A (面積3238 m ²)	5~25		$0.587 \times 10^{-3} \sim 0.809 \times 10^{-3}$	文献5
建物B (面積1145 m ²)	5~25		$0.0803 \times 10^{-3} \sim 0.114 \times 10^{-3}$	文献5
建物C (面積1709 m ²)	5~25		0.322×10^{-3}	文献5
建物D (面積648 m ²)	5~25		0.0679×10^{-3}	文献5
建物E (面積1218 m ²)	5~25		$0.0385 \times 10^{-3} \sim 0.0533 \times 10^{-3}$	文献5
建物F (面積1411 m ²)	5~25		0.255×10^{-3}	文献5
建物G (面積1634 m ²)	5~25		$0.0201 \times 10^{-3} \sim 0.0275 \times 10^{-3}$	文献5
建物H (面積1709 m ²)	5~25		$1.19 \times 10^{-3} \sim 1.65 \times 10^{-3}$	文献5

文献5)では、床面積が提示されているが、データは全面積についてのものであるため、ここでは単位面積当たりの値に計算したものを示した。

欧米と日本国内の施工精度の差についてはそれほど差がないと考えると、床単位面積当たりの αA [m³/m²]は、 $0.02 \times 10^{-3} \sim 1.65 \times 10^{-3}$ の範囲にあると推定される。

3-4-3 窓の通気特性

窓の通気特性に関しては、日本国内では環境工学の分野でのデータの蓄積¹⁴⁾がある。ここでは、環境工学分野での実測値をもとに整理を行うとともに、参考のために外国の文献による整理も合わせて行う。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	隙間1m当たりの αA [m ³ /m]	窓単位面積当たりの αA [m ³ /m ²]	備考
出窓 (全体：可動部+はめ殺し)				
(外部→内部)	5~145	$0.00340 \times 10^{-3} \sim 0.0116 \times 10^{-3}$	$0.0742 \times 10^{-3} \sim 0.253 \times 10^{-3}$	
(内部→外部)	5~145	$0.00665 \times 10^{-3} \sim 0.00995 \times 10^{-3}$	$0.145 \times 10^{-3} \sim 0.217 \times 10^{-3}$	
出窓 (はめ殺し)				
(外部→内部)	5~145	$0.0124 \times 10^{-3} \sim 0.0260 \times 10^{-3}$	$0.0965 \times 10^{-3} \sim 0.202 \times 10^{-3}$	
(内部→外部)	5~145	$0.0158 \times 10^{-3} \sim 0.0245 \times 10^{-3}$	$0.123 \times 10^{-3} \sim 0.190 \times 10^{-3}$	
出窓 (可動部)				
(外部→内部)	5~145		$0.0239 \times 10^{-3} \sim 0.0512 \times 10^{-3}$	
(内部→外部)	5~145		$0.0204 \times 10^{-3} \sim 0.0271 \times 10^{-3}$	
連窓 (全体：可動部+はめ殺し)				
(外部→内部)	5~141	$0.000476 \times 10^{-3} \sim 0.00159 \times 10^{-3}$	$0.0071 \times 10^{-3} \sim 0.0238 \times 10^{-3}$	
(内部→外部)	5~141	$0.00178 \times 10^{-3} \sim 0.0225 \times 10^{-3}$	$0.0266 \times 10^{-3} \sim 0.336 \times 10^{-3}$	
連窓 (全体：可動部+はめ殺し、水抜き穴を目張り)				
(外部→内部)	5~141	$0 \sim 0.00067 \times 10^{-3}$	$0 \sim 0.01 \times 10^{-3}$	
(内部→外部)	5~141	$0.00110 \times 10^{-3} \sim 0.00429 \times 10^{-3}$	$0.0164 \times 10^{-3} \sim 0.0641 \times 10^{-3}$	
連窓 (はめ殺し)				
(外部→内部)	5~141	$0 \sim 0.000791 \times 10^{-3}$	$0 \sim 0.0059 \times 10^{-3}$	
(内部→外部)	5~141	$0.000617 \times 10^{-3} \sim 0.00196 \times 10^{-3}$	$0.0046 \times 10^{-3} \sim 0.0146 \times 10^{-3}$	
連窓 (可動部：推定)				
(外部→内部)	5~141		$0.0071 \times 10^{-3} \sim 0.0216 \times 10^{-3}$	

(内部→外部)	5~141		$0.0141 \times 10^{-3} \sim 0.0502 \times 10^{-3}$	
回転窓 (全体：可動部+はめ殺し)				
(外部→内部)	5~145		$0.0233 \times 10^{-3} \sim 0.0796 \times 10^{-3}$	
(内部→外部)	5~145		$0.0046 \times 10^{-3} \sim 1.04 \times 10^{-3}$	
回転窓 (はめ殺し)				
(外部→内部)	5~145		$0.0046 \times 10^{-3} \sim 0.0095 \times 10^{-3}$	
(内部→外部)	5~145		$0.0046 \times 10^{-3} \sim 0.0095 \times 10^{-3}$	
回転窓 (可動部：推定)				
(外部→内部)	5~145		$0.0172 \times 10^{-3} \sim 0.0701 \times 10^{-3}$	
(内部→外部)	5~145		$0 \sim 1.03 \times 10^{-3}$	

日本においては、サッシの通気特性は、

$$\frac{Q}{WH} = \alpha (\Delta P)^{1/n}$$

の形における α と n を求めるのが通常である。実測データでは、 n の値は1~3、 α の値は0.1~8と、かなりばらついている。多くのデータにおいて、 n の値は1~2の範囲にあり、このことは隙間がかなり小さいことを意味している。

アルミニウム合金製の引き違いサッシ (窓タイプ) で、 $\alpha=0.5 \sim 10$ 、 $n=1 \sim 3$ であり、同 (テラスタイプ) では $\alpha=0.1 \sim 10$ 、 $n=1 \sim 3$ である。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	隙間1m当たりの αA [m ³ /m]	窓全体に対する αA [m ³]	備考
アルミ製二重窓				
(外部→内部)	2.5~11.3		$0.0226 \sim 0.0376$	文献4
(内部→外部)	2.5~11.3		$0.0251 \sim 0.421$	文献4
アルミ製よろい	7.62	$0.0697 \times 10^{-3} \sim 0.105 \times 10^{-3}$		文献1
アルミ製垂れ窓	7.62	$0.0697 \times 10^{-3} \sim 0.105 \times 10^{-3}$		文献1
アルミ製スライド窓	7.62	$0.0697 \times 10^{-3} \sim 0.105 \times 10^{-3}$		文献1
アルミ製出窓	7.62~33	$0.0335 \times 10^{-3} \sim 0.0697 \times 10^{-3}$		文献1
アルミ製内開き窓	7.62~33	$0.0335 \times 10^{-3} \sim 0.0625 \times 10^{-3}$		文献1
アルミ製回転窓	7.62~33	$0.0335 \times 10^{-3} \sim 0.105 \times 10^{-3}$		文献1
木製窓	7.62	0.697×10^{-3}		文献1
木製二重垂れ窓				
(目地止めなく納まりが悪い)	2~12.7	$0.344 \times 10^{-3} \sim 0.407 \times 10^{-3}$		文献1
(目地止めなく納まりよいまたは目地止めあり納まり悪い)	2~12.7	$0.122 \times 10^{-3} \sim 0.147 \times 10^{-3}$		文献1
(目地止めあり納まりよい)	2~12.7	$0.0632 \times 10^{-3} \sim 0.0772 \times 10^{-3}$		文献1
住宅用 (目詰めあり)	10.2	$0.015 \times 10^{-3} \sim 0.096 \times 10^{-3}$		文献8
住宅用 (目詰め無し)	10.2	$0.042 \times 10^{-3} \sim 0.17 \times 10^{-3}$		文献8
住宅用 (固定)	7.7	$0.00015 \times 10^{-3} \sim 0.002 \times 10^{-3}$		文献8
住宅用 (木製サッシ)	7.7	$0.13 \times 10^{-3} \sim 0.63 \times 10^{-3}$		文献8
住宅用 (金属サッシ)	7.7	$0.013 \times 10^{-3} \sim 0.75 \times 10^{-3}$		文献8
住宅用 (木製二重、目詰め無し)	7.7	0.13×10^{-3}		文献8
住宅用 (木製二重、目詰めあり)	7.7	0.075×10^{-3}		文献8
住宅用 (木製二重回転、目詰め無し)	2.6	0.011×10^{-3}		文献8
住宅用 (木製スライド)	2.6	0.031×10^{-3}		文献8

以上の結果より、窓の仕様により αA の値はかなり異なるが、大ざっぱに言えば、隙間1m当たりの

αA の値は、

アルミ製窓の場合 $0.0004 \times 10^{-3} \sim 0.1 \times 10^{-3}$

木製窓の場合 $0.06 \times 10^{-3} \sim 0.7 \times 10^{-3}$

の範囲にあると推定される。しかしながら、このばらつきはあまりにも大きく、精度の高い予測を行う場合には、仕様別の取扱いが必要であると考えられる。

3-4-4 内部開口の通気特性

(1) 階段扉

片開きの階段扉に関するデータをまとめて示す。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	長さ1m当たりの αA [m ² /m]	扉全体に対する αA [m ²]	備考
片開き扉	1.8~11	0.0033	0.0215	本研究実測 (§3-3-2)
片開き扉	1.5~11	0.0030	0.0198	本論文実測 (§3-3-2)
片開き扉: $Q=0.411 (\Delta P)^{1/2}$		0.0018	0.0103	文献9
片開き扉 (0.914x2.13m) 隙間幅2.0mm	2.6~7.5	0.0016~0.0017	0.0099~0.0106	文献6
片開き扉 (0.914x2.13m) 隙間幅3.3mm	2.5~7.6	0.0021~0.0022	0.0129~0.0136	文献6
片開き扉 (0.914x2.13m) 隙間幅4.0mm	2.8~7.6	0.0032~0.0036	0.0195~0.0221	文献6
片開き扉 (0.914x2.13m) 隙間幅3.0mm	2.6~7.6	0.0020~0.0024	0.0121~0.0144	文献6
片開き扉 (1.52x2.19m) 隙間幅2.8mm	2.6~7.4	0.0015~0.0016	0.0111~0.0120	文献6
片開き扉 (0.914x2.13m) 隙間幅4.6mm	2.6~7.6	0.0027~0.0028	0.0166~0.0171	文献6
片開き二重扉 (0.914x2.13m) 隙間幅4.6mm	2.5~7.5		0.0241~0.0251	文献6
片開き扉隙間幅2.0mm	2.6	0.0017		文献8
片開き扉隙間幅4.6mm	2.6	0.0040		文献8

以上のデータより、階段片開き扉の隙間長さ1m当たりの αA の値は、0.0015 ~ 0.0040の範囲にあることがわかる。扉面積の大きさにはそれ程差がないと考えると、扉1枚当たりの αA の値は、0.011 ~ 0.025 である。

次に、両開きの階段扉に関するデータを示す。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	長さ1m当たりの αA [m ² /m]	扉全体に対する αA [m ²]	備考
両開き扉 (廊下→階段)	0.45~11	0.0015	0.0133	本研究実測 (§3-3-1)
両開き扉 (階段→廊下)	2.6~7.4	0.0022	0.0196	本研究実測 (§3-3-1)
両開き扉隙間幅3.2mm	2.6	0.0021		文献8

以上のデータより、階段両開き扉の隙間長さ1m当たりの αA の値は、0.0015 ~ 0.0022の範囲にあることがわかる。扉面積の大きさにはそれ程差がないと考えると、扉1枚当たりの αA の値は、0.013 ~ 0.020 である。

(2) 内部扉

日本国内での内部扉に関する実測データでは、

$$\frac{Q}{WH} = \alpha (\Delta P)^{1/n}$$

の形における α と n を求めるのが通常である。実測データでは、 n の値は1~2、 α の値は $0.0138 \times 10^{-3} \sim 0.278 \times 10^{-3}$ と、かなりばらついている。しかしながら、扉の隙間長さ1m当たりの値に関しては、不明である。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	長さ1m当たりの αA [m ² /m]	扉全体に対する αA [m ²]	備考
片開き扉 (とって付き) 隙間幅1.9mm	2.6	0.0013		文献8
片開き扉 (とって無し) 隙間幅3.7mm	2.6	0.0024		文献8
両開き扉隙間幅3.2mm	2.6	0.0021		文献8
木製扉 (シール無し、平均クリアランス0.6mm)	2.6	0.00035		文献8
木製扉 (防音扉：二重シール)	2.6	0.000022		文献8
スチール扉 (底面以外は二重シール)	2.6	0.00070		文献8
木製扉	2.6	0.000057~0.0017		文献8
アルミ枠+網入りガラス (ドアと枠にシール)	2.6	0.00030		文献8
スチール枠+網入りガラス (底面以外はシール)	2.6	0.0010		文献8

以上のデータより、扉の仕様により αA の値が大きく変わることがわかるが、特別な扉でなければ、内部扉の隙間長さ1m当たりの αA の値は、0.0007 ~ 0.0024 の範囲と考えられ、階段扉との差異はほとんどないと推定される。

(3) エレベータ扉

エレベータ扉に関するデータをまとめて示す。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	長さ1m当たりの αA [m ² /m]	扉全体に対する αA [m ²]	備考
ホール→シャフト	0.4~2	0.0057	0.0457	本研究実測 (§3-2)
シャフト→ホール	0.1~0.7	0.0034	0.0272	本研究実測 (§3-2)
ホール→シャフト	1.2~8	0.0042	0.061	本研究実測 (§3-2)
$Q=0.157 (\Delta P)^{1/1.73}$		0.0049	0.039	文献9
$Q=0.05 (\Delta P)^{0.71}$			0.013	文献11
隙間幅5.8mm	2.5~7.8	0.0053	0.0340~0.0342	文献6
隙間幅5.8mm	2.7~7.8	0.0038~0.0053	0.0256~0.0352	文献6
隙間幅5.8mm	2.5~7.6	0.0046~0.0048	0.0288~0.0300	文献6
隙間幅5.8mm	2.5~7.7	0.0034~0.0043	0.0216~0.0274	文献6
隙間幅6.8mm	2.5~7.8	0.0047~0.0050	0.0303~0.0318	文献6
隙間幅4.8mm	2.5~7.8	0.0041~0.0043	0.0263~0.0277	文献6
隙間幅4.8mm	2.6	0.0043		文献8
隙間幅6.8mm	2.6	0.0061		文献8
隙間幅5.9mm	2.6	0.0038		文献8

以上のデータより、エレベータ扉の隙間長さ1m当たりの αA の値は、0.0034 ~ 0.0061 の範囲にあることがわかる。扉面積の大きさにはそれ程差がないと考えると、扉1枚当たりの αA の値は、0.01 ~ 0.06 である。

(4) 回転扉

日本国内での回転扉の通気特性の実測値データは見あたらない。ここでは、外国のデータをもとに考察する。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	長さ1m当たりの αA [m ² /m]	扉全体に対する αA [m ²]	備考
2翼 (使用済ドアシール)			0.00708~0.00947	文献3
2翼 (未使用ドアシール)			0.00528~0.00700	文献3
4翼 (使用済ドアシール)			0.00546~0.00755	文献3
4翼 (未使用ドアシール)			0.00303~0.00430	文献3

(注) 2翼は扉が (+) の場合、4翼は (×) の場合である。

以上のデータより、回転扉の αA の値は、

2翼の場合: 0.0053 ~ 0.0095

4翼の場合: 0.0030 ~ 0.0076

の範囲にあると推定される。

3-4-5 階段室 (窓無しの場合)

窓がない階段室躯体の通気特性に関するデータをまとめて示す。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	単位面積当たりの αA [m ² /m ²]	室全体に対する αA [m ²]	備考
ALC板 (20~30F)	2.5~7.5	0.0362x10 ⁻³	0.029	本研究実測 (S4-2)
ALC板 (1~20F)	6.5~9.3	0.0382x10 ⁻³	0.0162	本研究実測 (S4-2)
			0.0688	文献11
19階: 現場打コンクリート モルタル仕上げ (2.35x5.18x70.7m)	2.6~7.7	0.0605x10 ⁻³ ~0.0749x10 ⁻³		文献6
23階: 現場打コンクリート モルタル仕上げ (2.04x4.33x76.2m)	13.5	0.0104x10 ⁻³		文献6
28階: 現場打コンクリート モルタル仕上げ (2.44x4.17x94.8m)	8.9	0.0195x10 ⁻³		文献6
23階: 現場打コンクリート モルタル仕上げ (2.25x4.45x76.2m)	2.6~7.7	0.0522x10 ⁻³ ~0.0633x10 ⁻³		文献6
17階: 現場打コンクリート モルタル仕上げ (2.26x4.11x51.8m)	2.9~11.8	0.200x10 ⁻³ ~0.203x10 ⁻³		文献6
15階: 前後現場打コンクリート、左右コンクリートブロック (3.08x5.67x54.2m)	10.3~13.7	0.0361x10 ⁻³ ~0.0380x10 ⁻³		文献6
11階: レンガ壁 石膏仕上げ (2.86x5.00x42.4m)	1.2~5.6	0.0537x10 ⁻³ ~0.0980x10 ⁻³		文献6
12階: ドア同レンガ 造他は現場打コンクリート (1.19x10.5x50.9m) モルタル仕上げ	7.7	0.0426x10 ⁻³		文献6
コンクリート	7.7	0.013 x10 ⁻³ ~0.10 x10 ⁻³		文献8

以上のデータより、階段室シャフト単位面積当たりの αA は、0.01x10⁻³ ~ 0.20x10⁻³ の範囲にあることがわかる。

3-6 エレベータ・シャフト

エレベータシャフト躯体の通気特性に関するデータをまとめて示す。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	単位面積当たりの αA [m ² /m ²]	室全体に対する αA [m ²]	備考
単連式	0.8~3.1	0.237x10 ⁻³	0.0351	本研究実測 (S3-2-1)
複数連式				
2連 (2.38x5.60m): 2面は現場打コンクリート、他はコンクリートブロック17階	1.6~7.6	0.69x10 ⁻³ ~0.81x10 ⁻³		文献6
2連 (2.35x5.64m): 前面のみブロック造、他は現場打コンクリート14階	6.4~16.4	0.333x10 ⁻³ ~0.512x10 ⁻³		文献6
2連 (2.22x5.18m): 全面現場打コンクリート16階	2.6~7.6	0.108x10 ⁻³ ~0.136x10 ⁻³		文献6
2連 (2.43x5.18m): clay tile ブロック造10階	1.1~12.2	0.880x10 ⁻³ ~0.957x10 ⁻³		文献6
2連 (2.35x5.64m): 前面のみブロック造、他は現場打コンクリート14階	5.8~12.0	0.344x10 ⁻³ ~0.447x10 ⁻³		文献6
3連 (2.59x6.95m): 全面コンクリートブロック造6階	1.5~10.1	0.77x10 ⁻³ ~0.88x10 ⁻³		文献6
4連 (2.29x11.2m): 全面現場打コンクリート12階	1.2~6.3	0.225x10 ⁻³ ~0.246x10 ⁻³		文献6
現場打コンクリート	7.7	0.10x10 ⁻³ ~0.38x10 ⁻³		文献8
コンクリートブロック clay tileブロック	7.7	0.75x10 ⁻³ ~0.8 x10 ⁻³		文献8

以上のデータより、エレベーターシャフト単位面積当たりの αA は、0.10x10⁻³ ~ 0.96x10⁻³ の範囲にあることがわかり、階段室と比べて気密性に乏しいことがわかる。

3-4-7 パイプ・シャフト

パイプシャフトに関するデータはほとんど見当たらないが、下記データを参考として示す。

構成/構造	実測時の圧力差 [mmAq]	単位面積当たりの αA [m ² /m ²]	室全体に対する αA [m ²]	備考
空調シャフト Q=0.692 (ΔP) ^{0.81}			0.2	文献11

3-5 第3章のまとめ

第3章では、第1章で行なった煙流動計算法を実際の建築物に適用する際に必要となる開口部の通気特性に関するデータについて検討したものである。計算法が確立されたとしても、計算時に必要となるデータがなければ意味がない。

3-2では、通気特性を測定するための装置を考案し、それを用いたエレベータの扉及びシャフトの通気特性の実測について述べた。

3-3では、3-2の装置を用い、階段扉についての実測を行なった。

3-4では、建物各部の通気特性を文献調査により整理した。ここで行なったような観点からのデータの整理は過去には見られず、煙流動計算時のデータとして極めて有効であると考えられる。

以上の測定結果および文献調査の結果をまとめると、(3.1.2)式に基づいて得られる建築物における火災時の煙流動性状を予測するための通気特性に関するデータとして、次のようにまとめることができる。

建物部位	部位面積当りの流量係数 [m^2/m^2]	部位隙間長さ当りの流量係数 [m^2/m]
扉開放時の開口部	0.6 ~ 0.7	
階段片開き扉 (閉鎖時)	(0.005 ~ 0.012) *	0.0015 ~ 0.0040
階段両開き扉 (閉鎖時)	(0.003 ~ 0.005) *	0.0015 ~ 0.0022
建物内部扉 (閉鎖時)	(0.004 ~ 0.007) *	0.0007 ~ 0.0024
エレベータ扉 (閉鎖時)	(0.008 ~ 0.014) *	0.0034 ~ 0.0061
防煙シャッター (閉鎖時)	0.0005	
防火シャッター (閉鎖時)	0.0055	
防火ダンパ (閉鎖時)	0.013	
外壁	$0.08 \times 10^{-3} \sim 1.65 \times 10^{-3}$	
床	$0.02 \times 10^{-3} \sim 1.65 \times 10^{-3}$	
階段躯体	$0.01 \times 10^{-3} \sim 0.20 \times 10^{-3}$	
エレベータシャフト躯体	$0.10 \times 10^{-3} \sim 0.96 \times 10^{-3}$	

(注) 表中、() * は、部位隙間長さ当りの流量係数を、部位面積当りの表記をした場合の参考値である。

第3章 参考文献

- 1) Calculation Infiltration, An Examination of Handbook Models ASHRAE Trans. PartII, Vol.86, 751-764, 1980
- 2) C.Y.Shaw et.; Methods for Conducting Small-scale Pressurization Tests and Air Leakage Data of Multi-storey Apartment Buildings
- 3) L.F.Schutrum et.; Air Infiltration through Revolving Doors
- 4) T.Bursey, G.H.Green; Combined Thermal and Air Leakage Performance of Double Windows
- 5) G.T.Tamura, C.Y.Shaw; Studies on Exterior Wall Air Tightness and Air Infiltration of Tall Buildings
- 6) G.T.Tamura, C.Y.Shaw; Air Leakage Data for the Design of Elevator and Stair Shaft Pressurization Systems, ASHRAE Trans., Vol.82, Part2, 179-190, 1976
- 7) 日本建築総合試験所データ
- 8) D.Gross; Review of Measurements, Calculations and Specifications of Air Leakage Through Interior Door Assemblies
- 9) 早川、戸河里; 高層建物の煙突効果 (その6)、日本建築学会大会梗概集、285-286、S55.9
- 10) 大成建設設備技術年報80
- 11) 建築物の竪穴スペースの漏煙試験法等の研究、S50.3
- 12) 換気設計、日本建築学会設計計画パンフレット18、S40
- 13) 早川、戸河里; 高層建物の煙突効果、日本建築学会大会梗概集、239-240、S53.9

第4章 避難安全確保のための煙制御

4-1 煙伝播の解の非一意性と避難との関係

(1) はじめに

煙の伝播経路を予測する場合、想定したとおりの煙の流れが一意に得られるかが重要な点である。煙伝播予測における解がいかなる場合でも一意であるならば、いかなる条件に対しても確実な検討が可能となる。通常は解の一意性を前提とした煙伝播予測の検討を行なっているが、解が一意であるかに関する検討を行なった研究は過去にはない。本章では、本研究第1章で開発した煙伝播予測計算法に基づいた、煙伝播予測の解の一意性の検討を行なう。

もし煙伝播の解が一意でない場合、避難安全を確保する上では避難経路を煙の侵入から確実に防止できるような煙制御法を採用せざるをえない。現在の高層部や地下からの避難にあたっては階段の利用が前提となっており、煙流動の解の非一意性に対処しうる確実な安全確保の検討が必要である。そのための一つの手法として階段加圧を行なう方法がある。本研究では、階段加圧時の気流性状を実測し、有効な加圧に関する検討を行う。高層建築物や大深度地下空間からの身障者の避難に当ってはエレベータの利用を前提とせざるをえないと考えられ、エレベータシャフトの給気加圧を考慮すると共に、かごの移動時における有効な加圧方法に関する検討が必要となる。このような観点からの研究としては、Klote, Tamura^{1,2)}によるものがあるが、これは建物全体における煙伝播の観点からの取り扱いとはなっていないと考えられる。また、早川による階段加圧時の実験的な研究³⁾があるが、加圧時の内部気流性状や複数の扉開放に伴う加圧の効果の変化の検討などを行なったものではない。本章では、階段加圧時の複数扉開放時の加圧効果及び階段内部での気流流れの取り扱いの検討を行なう。さらに、本研究第1章で開発した建物全体の煙流動計算法の応用として、エレベータシャフト加圧時のエレベータかごの移動に伴う圧力及び流れの変化を取り扱うことを試みる。第1章で開発したモデルの一般性と有効性を示す。

(2) 煙伝播の解の非一意性と避難安全

煙伝播予測時にいかなる条件に対しても一意な解が得られるならば、避難安全を評価する上で都合が良い。しかしながら、工場における天井換気において、外気条件や内部の温度・気流条件により換気の性状が変化することが知られている。このことは、煙流動性状の検討を行なう場合にも解の一意性に関する検討を行なう必要があることを示していると考えられる。ここでは、以下のような条件の変化に対して、煙伝播の解が一意かどうかを検討するとともに、圧力仮定法と流量仮定法による差異についても検討する。

- (a) 初期条件による流れの変化
- (b) 流量仮定法と圧力仮定法との結果の差異
- (c) 発熱の影響
- (d) 開口頂部の高さの差異の影響

(A) 計算条件

計算に使用する建物形状を図-4.1.1に、計算の条件一覧を表-4.1.1に示す。高さ方向の分割は3[m]毎であり、床面積は10x10[m]で分割している。図中の破線部分の流量係数は1.0とし、頂部の開口での流量係数は0.7とした。冬期条件とは外気温度10[°C]、夏期条件とは外気温度35[°C]であり、室温の初期値は全て25[°C]とした。外気風は考慮していない。また、初期条件における流れの向きとの+とは頂部外気から室1の向きの流れを与えたことを、-はその逆を意味する。

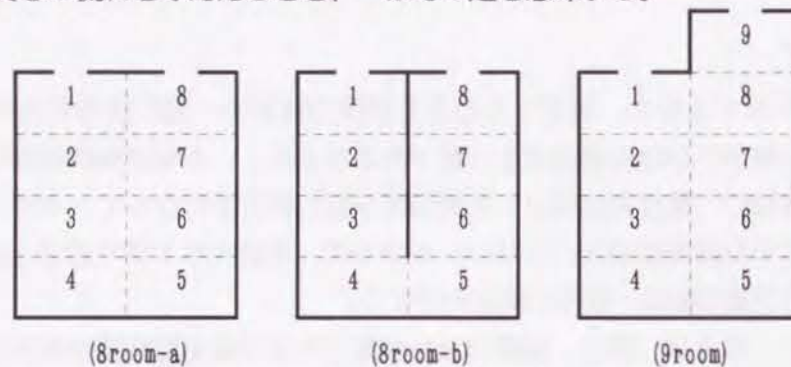


図-4.1.1 計算に使用した建物の形状

表-4.1.1 計算条件一覧

8roomの場合 (01F~04Fは8room-a、05F~08Fは8room-b)					
計算番号	初期条件の 流れの向き	発熱の有無と発熱性状	火災室 番号	その他	計算法
01F	+	有 (60秒で100kWの単位関数)	4	室内等温・冬期条件	流量仮定法
10F	-	同上	4	同上	同上
01P	+	同上	4	同上	圧力仮定法
10P	-	同上	4	同上	同上
02F	+	無	無	同上	流量仮定法
20F	-	無	無	同上	同上
02P	+	無	無	同上	圧力仮定法
20P	-	無	無	同上	同上
03F	+	無	無	室内等温・夏期条件	流量仮定法
30F	-	無	無	同上	以下同
04F	+	有 (60秒で100kWの単位関数)	4	同上	
40F	-	同上	4	同上	
05F	+	無	無	室1の温度のみ-0.1・冬期条件	
50F	-	無	無	同上	
06F	+	無	無	室1の温度のみ+0.1・冬期条件	
60F	-	無	無	同上	
07F	+	無	無	室内等温/下部給気 ($\alpha=0.7$)・冬期条件	
70F	-	無	無	同上	
08F	+	無	無	室内等温/下部給気 ($\alpha=0.001$)・冬期条件	
80F	-	無	無	同上	
09F	+	無	無	室5の温度のみ-0.1・冬期条件	
90F	-	無	無	同上	
0AF	+	無	無	室5の温度のみ+0.1・冬期条件	
A0F	-	無	無	同上	

0BF	+	有 (60秒で100kWの単位関数)	4	同上	流量仮定法
BOF	-	同上	4	同上	以下同
1BF	+	有 (60秒で313kWの単位関数)	4	同上	
2BF	+	有 (60秒で314kWの単位関数)	4	同上	
3BF	+	有 (60秒以後線形変化)	4	同上	
OCF	+	有 (60秒で100kWの単位関数)	5	同上	
COF	-	同上	5	同上	

9roomの場合

計算番号	初期条件の 流れの向き	発熱の有無と発熱性状	火災室 番号	その他	計算法
01F	+	無	無	室内等温・冬期条件	流量仮定法
10F	-	無	無	同上	以下同
02F	+	有 (60秒で100kWの単位関数)	4	同上	
20F	-	同上	4	同上	
03F	+	同上	5	同上	
30F	-	同上	5	同上	

(B) 計算結果および考察

表-4.1.1の計算条件に対する計算結果を、図-4.1.2から4.1.26に示す。それぞれ初期条件、120秒後および240秒後の気流性状を示す。図中、斜体太字は温度を、それ以外の数字は流量を表わす。また、網掛けの部分は発熱を与えた場所を示す。矢印は流れの方向を示しており、両方向の矢印はその開口部で両方向の流れがあることを示している。

(a) 全ての室が初期に等温で、発熱がないとき (8room02, 20, 03, 30)

(i) 流量仮定法では初期の流れの向きの与え方でその後の流れの向きが決定される。これは、初期に規定された流れによって温度変化を生じ、それがその後の流れの向きを決定するためである。なお、8room02, 20では外気との流出入ができるが、8room03, 30では内部循環のみとなる。

(ii) 圧力仮定法では、流量バランスが全くとれない解となる。

以上のことから、圧力仮定法では解が得られない場合があることおよび初期条件として与えられた流れの向きが結果に影響を及ぼし解が非一意性を持つことが分かる。

(b) 内部条件は上記 (a) と同じで、開口部の一方の頂部が高いとき (9room01, 10)

初期条件での流れの向きに依存せず、全て同一の解を得る。従って、経路が非対称の場合には、圧力仮定法、流量仮定法共に、一意な解を得ることができる。

(c) 初期条件として1つの室のみに温度むら ($\pm 0.1\text{deg}$) を与え、発熱がないとき

(8room05, 50, 06, 60)

初期条件での流れの向きに依存せず、同一の解を得る。従って、経路が対称でも発熱部分が非対称な場合には、一意な解を得ることができる。

(d) 初期条件は全ての室が等温であり、発熱がなく非対称な下部給気口があるとき

(8room07, 70, 08, 80)

初期条件での流れの向きに依存せず、同一の解を得る。従って、経路が対称で発熱がない場合でも、非対称な給気があることにより一意な解を得ることができる。

(e) 発熱があるとき (8room01, 10, 0B, 1B, 2B)

流量仮定法、圧力仮定法共に、初期条件での流れの向きに依存しない。ただし、発熱の大きさに依存する。今回の例では、313kWを境として、ある流れを生じている場の流れの向きを変化させることができた。

以上のことから、発熱量が変化することにより、煙伝播経路が急変する可能性があることが示された。このことは、火災時における避難安全を評価する上で、火災の発熱量と煙伝播性状とが関係しあって避難経路に影響を及ぼすことを意味しており、極めて重要な意味を持つものである。

(f) 一方の開口部頂部が高い場合に、火災位置が変化したとき (9room02, 20, 03, 30)

外気との出入りを行う開口に変化はないが、内部での循環の方向が逆転した。従って、経路が非対称であっても、火災の進展状況によっては煙伝播の経路が急変する可能性を示しており、避難安全を検討する上で極めて重要な結果である。

以上の結果から、火災の進展状況によっては煙伝播の経路が急変する可能性があることが示された。このことは火災時の避難安全を考える上で極めて重要な意味を持つ。いかなる火災条件に対しても安全な避難経路を確保するような煙制御対策の重要性を示していると考えられる。

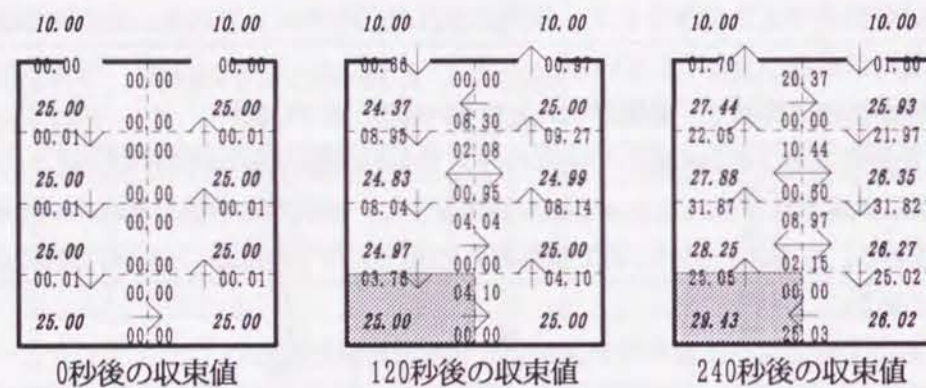


図-4.1.2 8room-01F

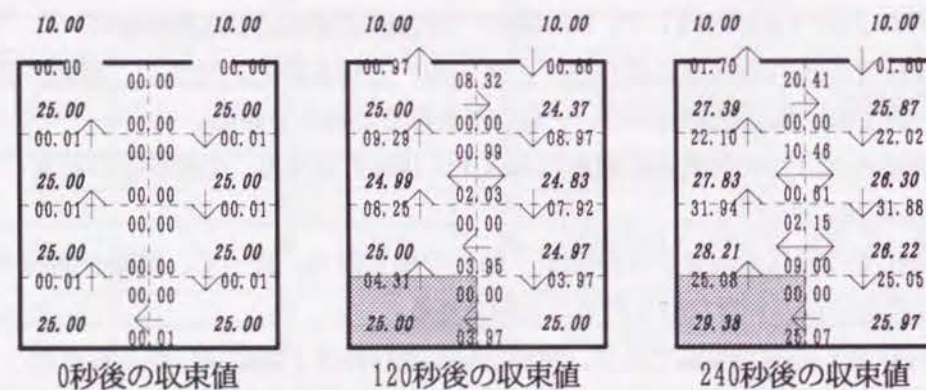


図-4.1.3 8room-10F

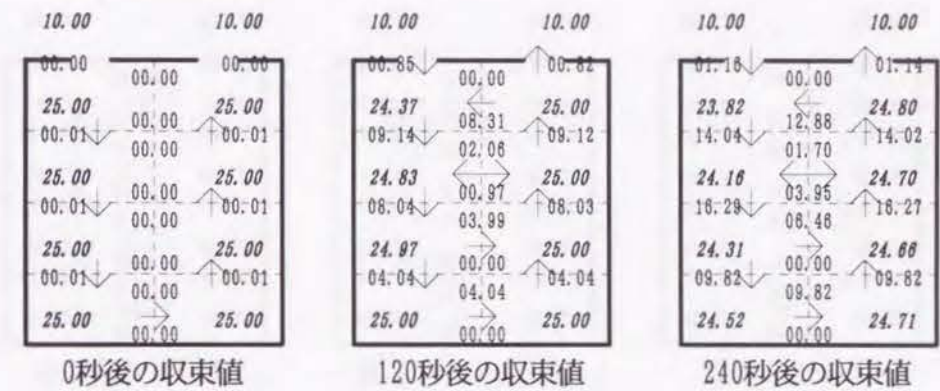


図-4.1.4 8room-02F

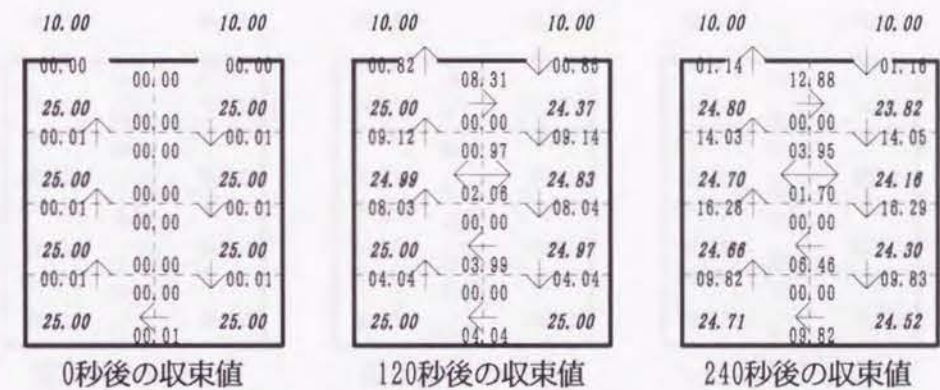


図-4.1.5 8room-20F

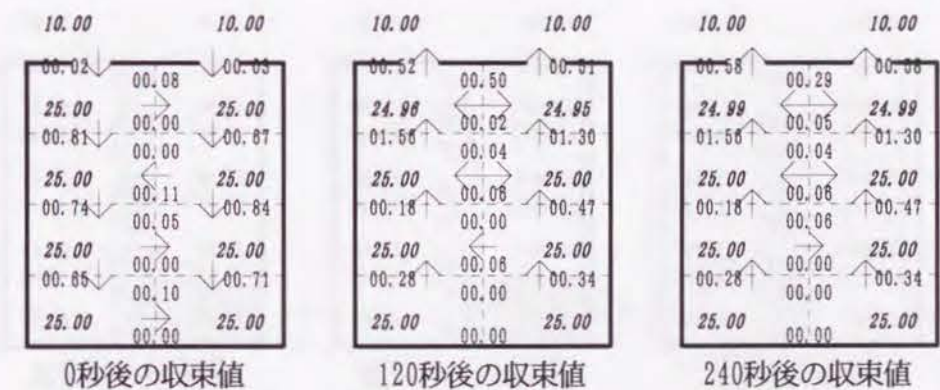


図-4.1.6 8room-02P

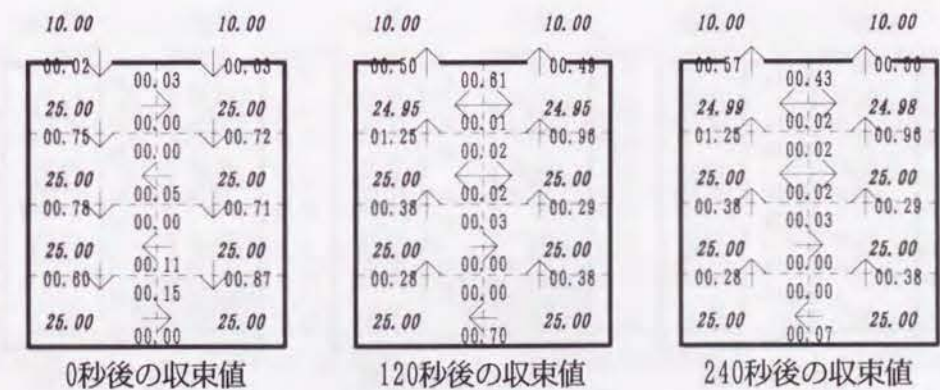


図-4.1.7 8room-20P

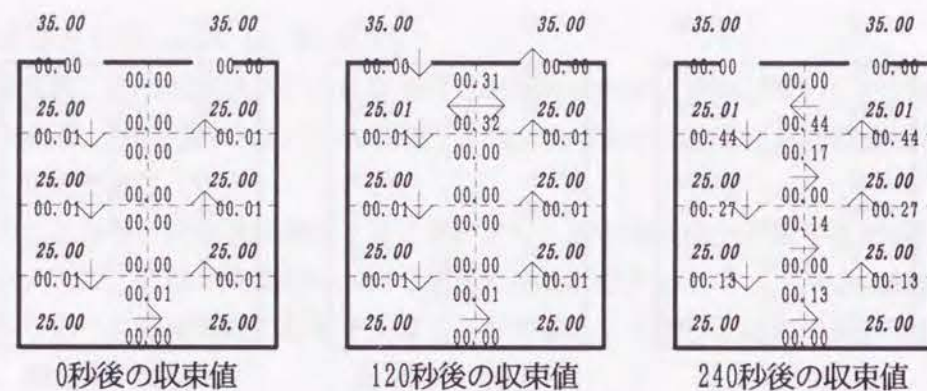


図-4.1.8 8room-03F

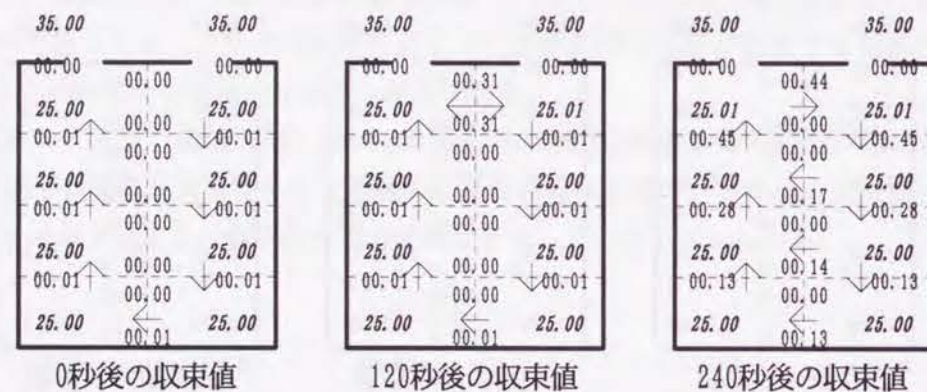


図-4.1.9 8room-30F

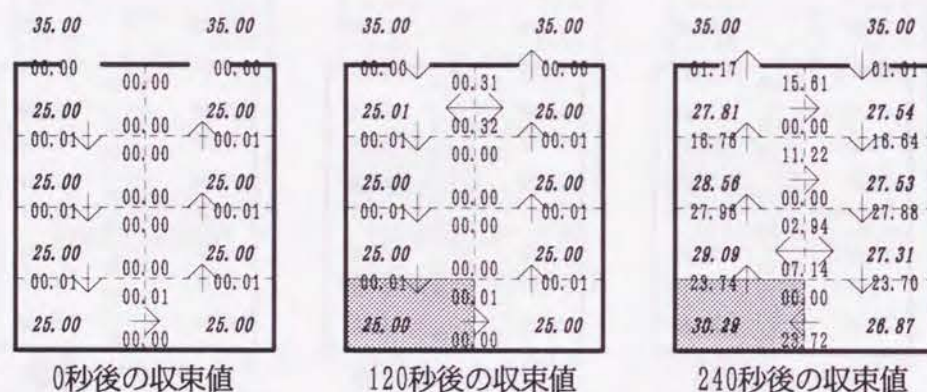


図-4.1.10 8room-04F

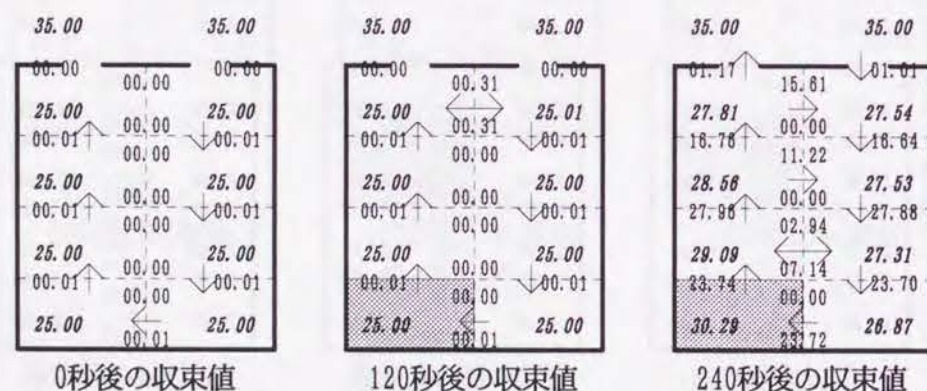


図-4.1.11 8room-40F

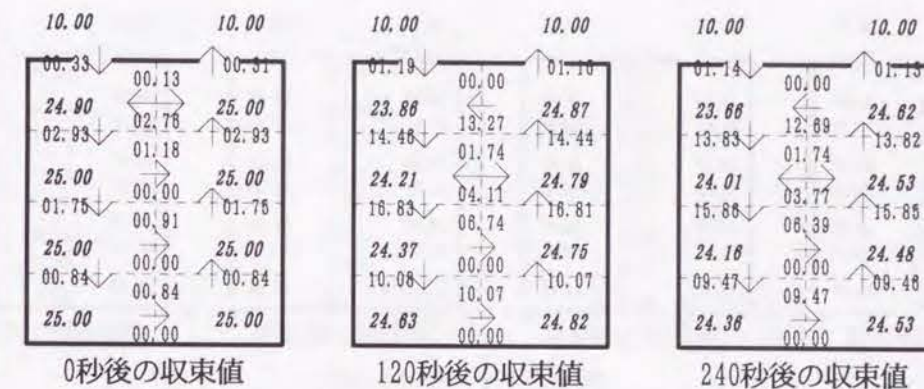


図-4.1.12 8room-05F, 50F

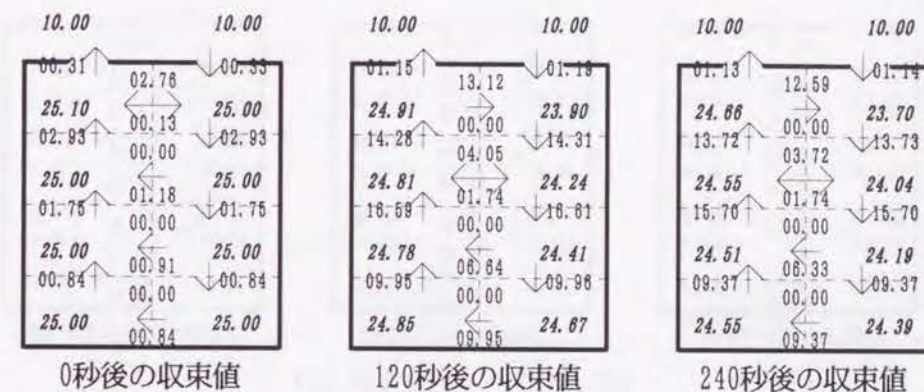


図-4.1.13 8room-06F, 60F

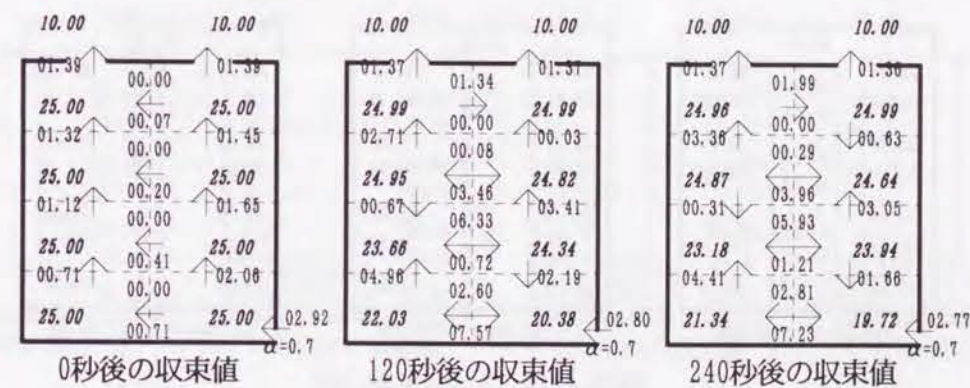


図-4.1.14 8room-07F, 70F



図-4.1.15 8room-08F



図-4.1.16 8room-80F

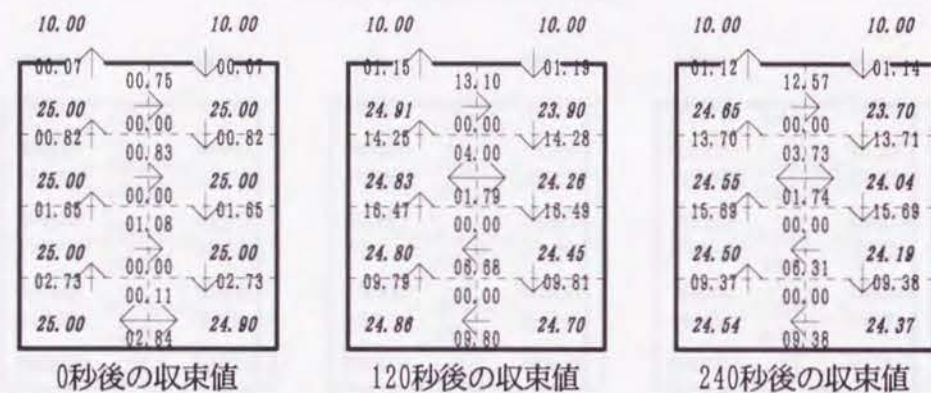


図-4.1.17 8room-09F, 90F

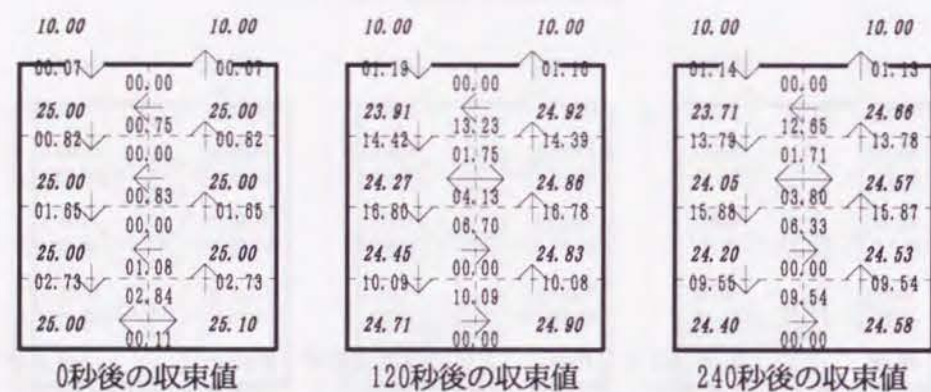


図-4.1.18 8room-0AF, AOF

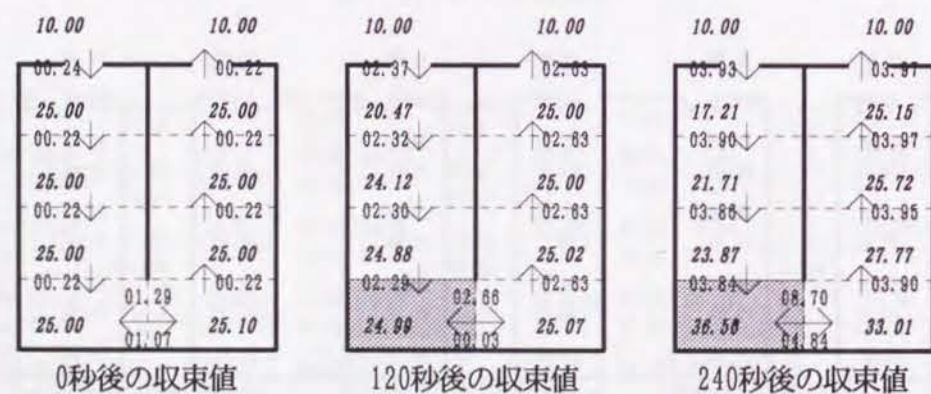


図-4.1.19 8room-0BF, BOF (ただし0秒後の結果は0BFとBOFとでは反転する)

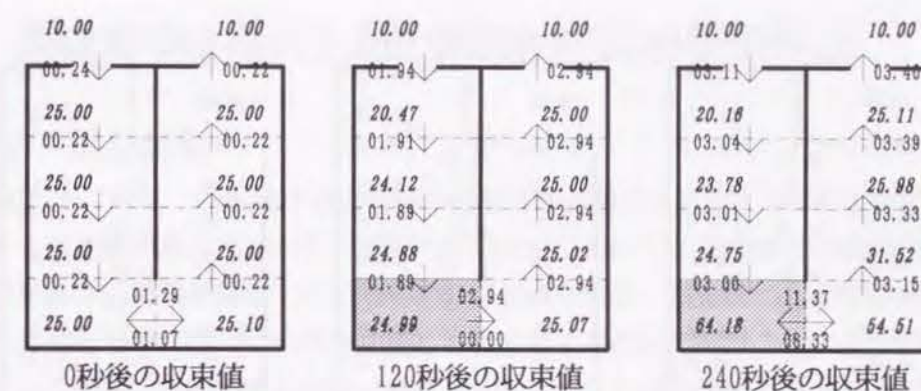


図-4.1.20 8room-1BF

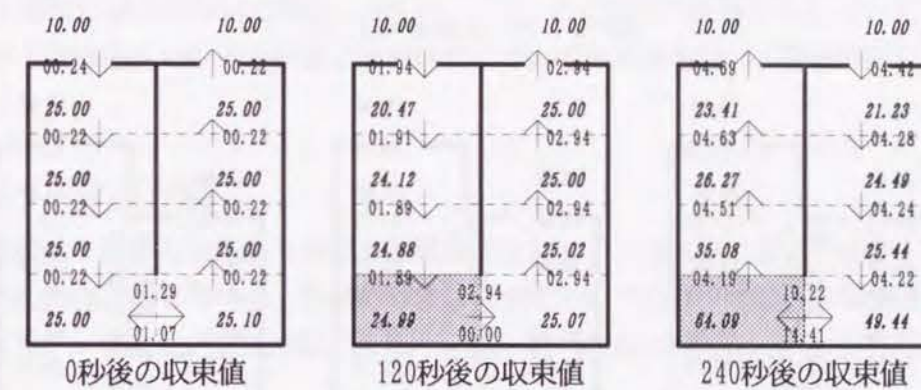


図-4.1.21 8room-2BF

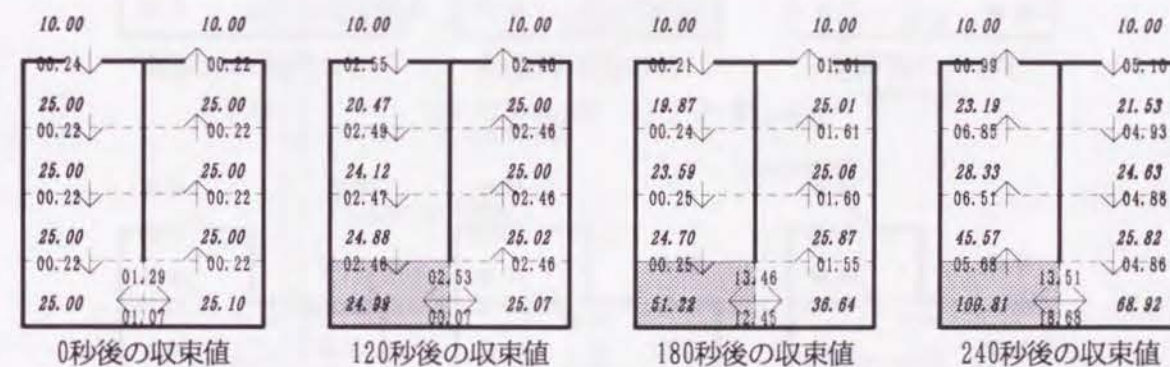


図-4.1.22 8room-3BF

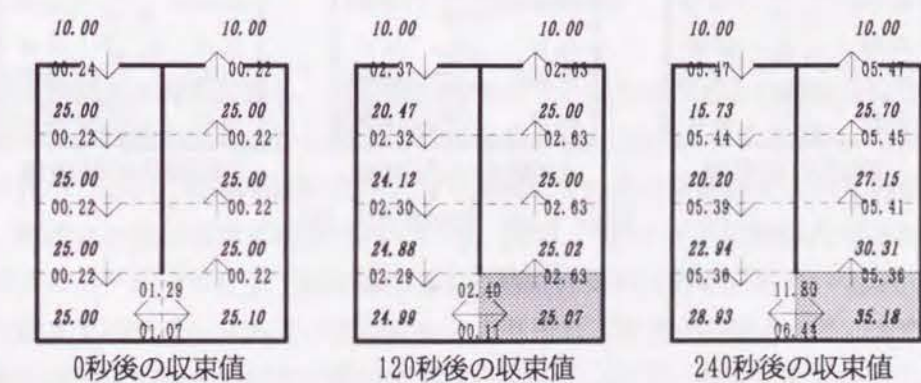


図-4.1.23 8room-0CF, COF

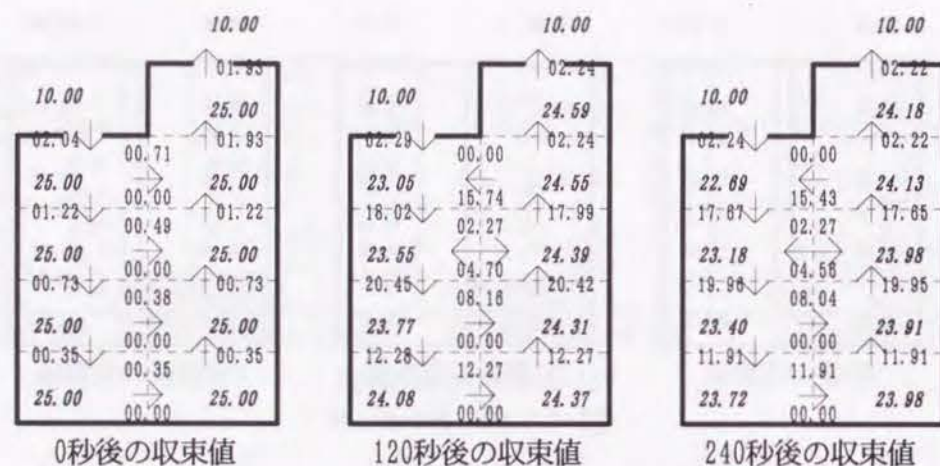


図-4.1.24 9room-01F, 10F

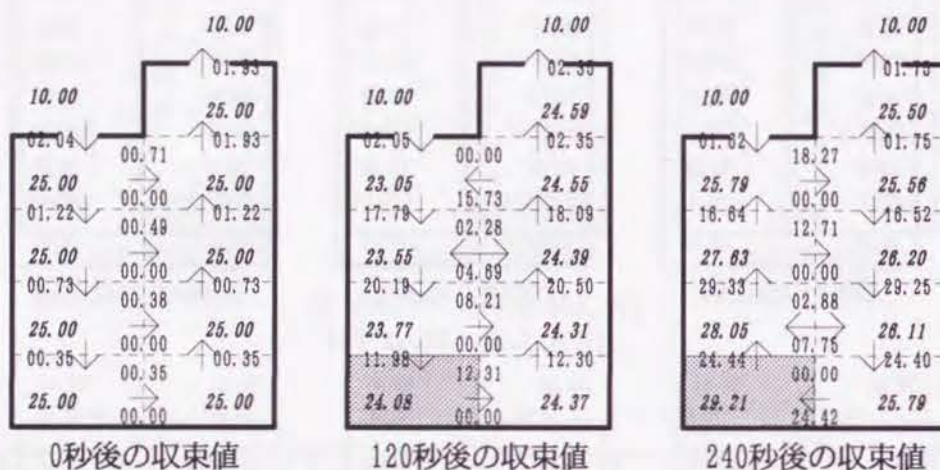


図-4.1.25 9room-02F, 20F

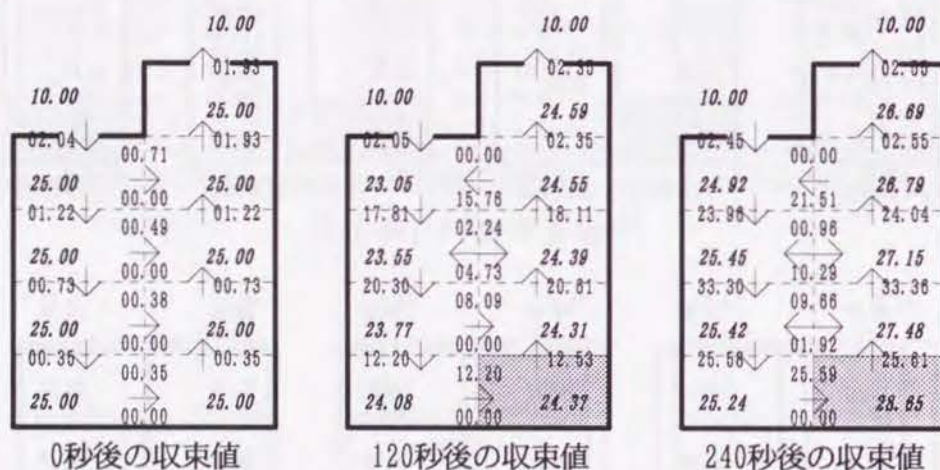


図-4.1.26 9room-03F, 30F

4-2 避難安全確保のための階段加圧時の気流性状

4-2-1 はじめに

§4-1で検討したように、煙伝播予測の解が非一意である場合があることや火災の進展に伴う煙伝播経路が急変する可能性があることから、建物内での火災においては階段などの垂直区画を通じての煙の伝播が問題である。階段を通しての上階への煙の伝播を防ぎ、恒常的に安全な避難経路を確保するための一つの方法として、階段室全体を加圧して室内側より高圧に保つことにより煙の流入を防止する方法がある。この方法は階段室全体が一様に加圧されていれば非常に有効であるが、避難に伴って階段扉が開放された場合の加圧性状については不明な点が残っている。特に扉が多数同時に開放された場合の加圧効果には疑問な点が多い。従って、ここでは実在の高層ビルにおいて階段加圧を行い、扉の開閉に伴う階段室内での圧力状態と気流性状についての実測を行い、階段加圧に伴う問題を検討する。

4-2-2 実測方法

測定した階段は1階から30階までの直通避難階段であり、三方は室に接しており、1方が外気に完全に開放された付室に面している。階段の寸法は4×2.5 mであり、壁はALC板で構成されている。扉の寸法は1×2 mである。階段の高さは110 mである。測定の概略図を図-4.2.1に示す。

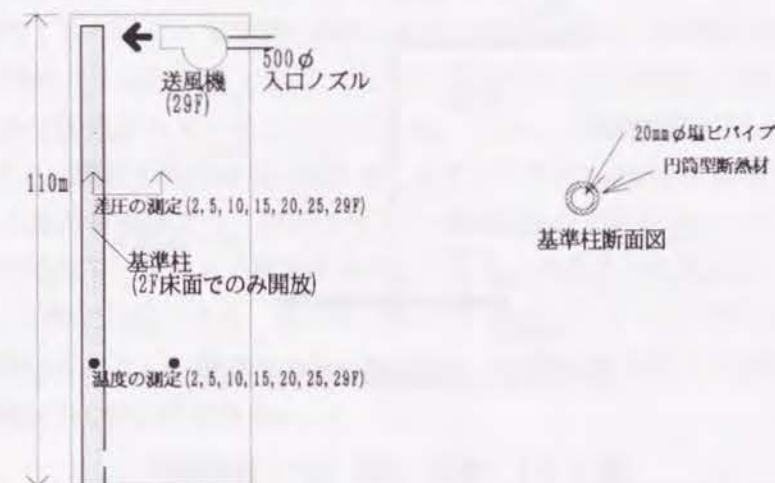


図-4.2.1 測定概念図

この階段の29階に送風機を設置し、送風時の階段内での圧力分布および温度分布を測定した。階段内部の圧力分布は、階段内を地上から最上階まで直通させた塩ビパイプ（以下、基準柱という）内の圧力との差で表わした。この基準柱は直径2 cmで外側に1 cm厚の断熱材をまいており、2階の部分でのみ階段室に開放され他は完全に密閉されている。従来、Tamuraら³⁾は階段内の通気抵抗の測定において、プラスチックチューブを最上階からつるし階段内各部の圧力を求めているが、この方法は測定点から計測位置までのチューブ内での温度変化により生じる誤差が問題となる。また早川ら⁴⁾はシャフト内の垂直方向の圧力分布の測定に絶対圧力計を用いているが、微差圧を対象としているので、精度の点で問題がある。今回採用した基準柱との差圧を測定する方法は、外部の流れや温度変化の影響

を受けにくく、差圧の分布が階段内での流れの性状をそのまま反映しており、精度の点でも優れている。ただし、階段内の流れが微小な場合には、基準柱内部の温度をできるだけ一定に保ち、内部で気流を生じさせないことが必要である。今回は階段加圧時の流れに伴う圧力変化を知ることが目的であり基準柱内の多少の温度変化は許される。

階段内部と基準柱との差圧は、5階、10階、15階、20階、25階、29階で測定した。この差圧の分布を見ることにより、流れの方向や圧力損失の大きさが直ちにわかる。すなわち、圧力差が上から下に小さくなるとき、流れは上から下に向いており、その勾配が階段の摩擦抵抗に比例する。また、外部と階段室との圧力差を、2階と29階で測定した。

送風は、29階に設置した 500mmφの入口ノズルを取り付けた送風機により行った。送風機は16800 CMH / 30mmAqの規格のものを使用した。送風機設置状況を図-4.2.2に示す。

使用した圧力計とその設置場所を表-4.2.1に示す。

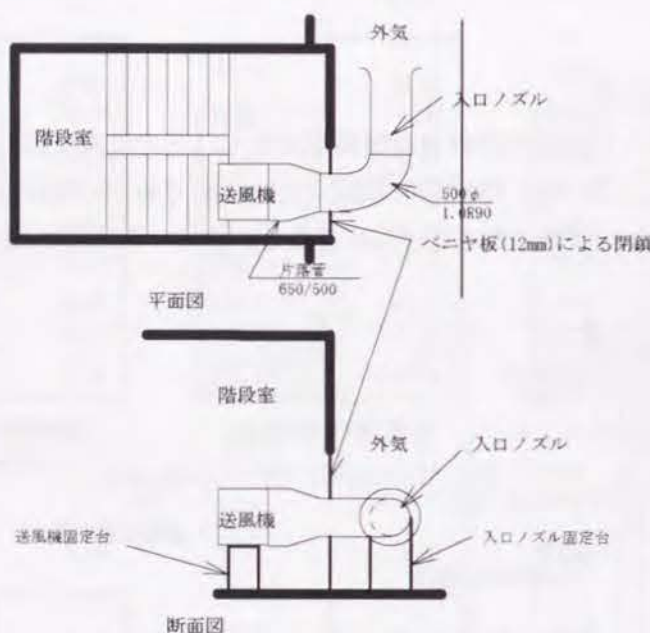


図-4.2.2 送風機設置状況の概略図

表-4.2.1 使用した圧力計と設置場所

設置場所	使用した圧力計
2階	5mmAqベルジャ微差圧計
5, 10, 15階	5mmAqデジタルマイクロメータ
20, 25, 29階	20mmAqデジタルマイクロメータ
29階外気との差圧	50mmAqベルジャ微差圧計
29階設置の入口ノズル	50mmAqベルジャ微差圧計

温度は、圧力測定位置と同じ位置で、基準柱内部、階段室、外気を、銅-コンスタンタン熱電対を用いて測定した。

圧力計及び熱電対からの出力はすべて29階に集め、マイクロ・コンピュータにより処理した。測定は定常状態を対象としており、測定時間間隔は20秒である。

測定は1985年3月17日に行った。

4-2-3 実測結果および考察

(1) 階段室の気密性

まず予備測定で階段の気密性を実測し、階段躯体の通気特性を求めた。

階段の扉および点検口などの隙間をすべて目張りし、送風加圧した。階段内部には大きな隙間はなく、クラックなどの微小な隙間しか存在しない。従って、 $Q = a \cdot \Delta p$ (Q は単位面積当りの漏れ量、 Δp は階段内部と外部との圧力差であり高さ方向に分布を持つ)と仮定することができる。このときの係数 a の値を実測値より求める。

実測結果を、予備測定1について図-4.2.3、予備測定2について図-4.2.4に示す。実測1における送風量は 13810 CMH (3.84 [m³/s])であり、実測2における送風量は 16100 CMH (4.47 [m³/s])である。そのときの基準柱、階段内および外気の温度分布を図-4.2.3(a)および4.2.4(a)に、階段内と基準柱との差圧および外気と基準柱との差圧を図-4.2.3(b)および4.2.4(b)に示す。図-4.2.3(a)および4.2.4(a)において、基準柱の温度を実線で、階段を点線で、外気を破線で示す。図より外気はほぼ11°C一定の温度であり、階段および基準柱は1階と29階で12~13°C、中央付近で16°Cとなる分布を持っている。1階が低温となっているのは階段内にもともと生じていた温度成層によるものであり、29階の低温は外気を送風したことによるものである。仮に外気温11°C、階段内15°Cの一定の温度と仮定すると、2階を基準とした29階での圧力差は 1.68mmAqとなる。温度差による影響と風による影響が重なって、外気と階段との圧力差が形成されるが、ここでの実測においては近似的には両者の和による外気の圧力分布は線形とみなすことができる。

図-4.2.3(b)および4.2.4(b)に、基準柱と階段との圧力差を実線で、基準柱と外気との圧力差を○印で示す。従って、階段と外気との圧力差は、実線と○印の間を直線補間した線との差で表わされる。図より、階段の全体で加圧されていることがわかる。しかし、階段内部の圧力が下にいく程小さくなっており、このことは階段の壁面からの漏れをともなった下方への流れの存在を示している。

図-4.2.4の圧力分布の実測値より、階段の圧力分布の勾配が20階を境として大きく変化しており、従って漏気特性は20階以下と以上とで異なると考えられる。この2つの部分はどちらも線形で近似でき、 $\Delta p = bh + c$ の形で表現できる。従って、図-4.2.3および4.2.4より係数 b 、 c を求め、その値を用いて係数 a を算出すると、20階以下では 0.00109、20階以上では 0.00564となる。20階以上の壁の漏気特性は20階以下の約5倍である。

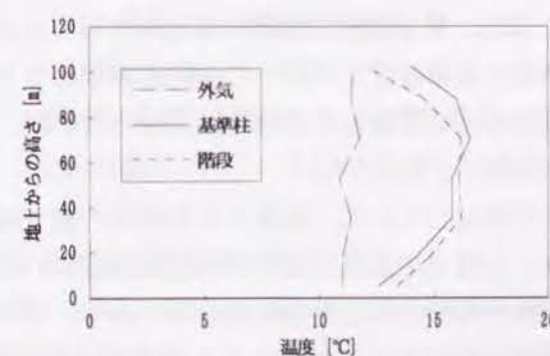


図-4.2.3(a) 予備測定1における温度性状

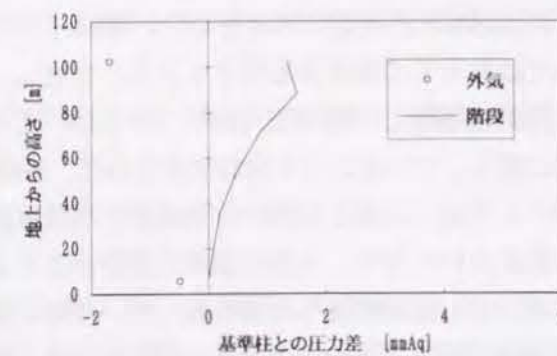


図-4.2.3(b) 予備測定1における圧力分布性状

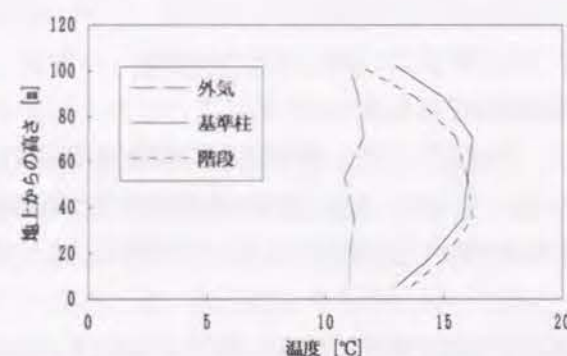


図-4.2.4 (a) 予備測定2における温度性状

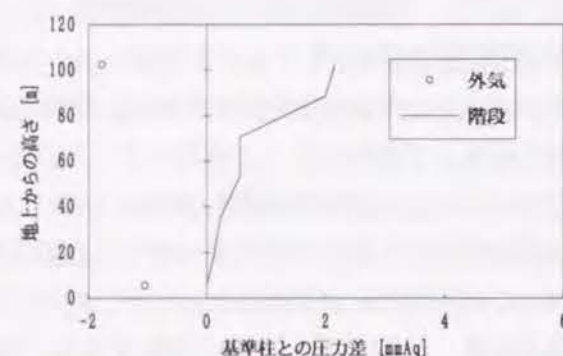


図-4.2.4 (b) 予備測定2における圧力分布性状

(2) 階段内部の通気抵抗および扉の開閉に伴う流れの変化

実測は階段扉の開閉パターンを変化させて行った。表-4.2.2に実測番号と扉の開閉の状態を示す。

表-4.2.2 階段扉の開閉パターン

実測番号	階段扉の開閉状況
予備測定	すべての階段扉の開口（隙間）を布テープで目張り
実測-1	2階のみ階段扉を開放、他のすべての階段扉の開口（隙間）を布テープで目張り
実測-2	10階のみ階段扉を開放、他のすべての階段扉の開口（隙間）を布テープで目張り
実測-3	20階のみ階段扉を開放、他のすべての階段扉の開口（隙間）を布テープで目張り
実測-4	2,10階のみ階段扉を開放、他のすべての階段扉の開口（隙間）を布テープで目張り
実測-5	2,20階のみ階段扉を開放、他のすべての階段扉の開口（隙間）を布テープで目張り
実測-6	10,20階のみ階段扉を開放、他のすべての階段扉の開口（隙間）を布テープで目張り
実測-7	2,10,20階のみ階段扉を開放、他のすべての階段扉の開口（隙間）を布テープで目張り

(A) 階段扉1枚開放の場合

実測-1は、2階の階段扉のみを開放し、他の扉はすべて目張りした状態で送風加圧した。このときの基準柱、階段内部および外気の温度分布を、図-4.2.5 (a) にそれぞれ実線、点線および破線で示す。また、図-4.2.5 (b) に、基準柱と階段内部の圧力差を実線で、基準柱と外気の圧力差の実測値を○印で示し、2階と29階での外気の圧力を直線補間した値とする。外気温度、階段内部温度とも一様であり、無風の状態であれば、圧力差の分布は直線となるが、温度分布があったり外部風が存在する場合には必ずしも直線にはならない。図-4.2.5 (a) より、外気温度はほぼ一様とみなしうるが、階段内部では約5℃の温度差を生じている。ただし、階段と基準柱はほぼ同一の温度とみなしうる。厳密には外気と階段との間の圧力差については、この温度変化の影響を考えなければならないが、外部風が常に変化していることを合わせ考えれば、直線近似を行ってもよい。

実測-1では、2階と29階の外気温度と階段温度とが接近している。高層ビルの階段内部では、熱成層が形成されており、上部に高温の層が存在するが、29階での送風により外気温度に近づいている。実線から○印を直線補間した値を差し引いたものが階段と外気との圧力差を表わしており、すべての場所で階段が外気よりも高圧であることを示す。階段と基準柱との圧力差は、上流から下流へ単調に減少しており、階段内での上から下への流れの存在を示す。なお、外気温度12℃、基準温度15℃のとき、2階を基準とした29階での外気と基準柱との圧力差は 1.25 mmAqであるが、図-4.2.5 (b) でこれ

よりも差が小さいのは風による影響である。

実測-1における階段からの空気の漏れを考慮した場合の風量は、約9500 CMHであり、断面積に階段の水平投影面積、直径に等価直径を用いた場合の階段の摩擦抵抗係数は約28となり、通常のコンクリートダクトの値 0.03 よりも3オーダー程度大きい。1階分についての流量係数の値は 0.17 となり、階段の有効面積が非常に小さくなるのがわかる。

実測-2は、10階のみ階段扉を開放し、他はすべて目張りした場合である。この場合の温度分布および圧力分布をそれぞれ図-4.2.6 (a), (b) 示す。温度分布より、10階で外気温度が階段温度に近づいていることから、階段から外部への気流の存在がわかる。また、圧力分布の図より、10階の位置で送風空気はほとんど流出し、10階以下では流れが存在しないことがわかる。なお、外気と基準柱との圧力差の分布の勾配が逆転しているのは、上層でのより強い風の影響である。

実測-2の場合の漏れを考慮した流量は約9400 CMHであり、階段の摩擦抵抗係数は約24となり、階段1階分の流量係数は 0.19 である。

実測-3は、20階の階段扉のみ開放し、他はすべて目張りした場合である。この場合の温度分布および圧力分布を図-4.2.7 (a), (b) に示す。温度分布の図から、20階で階段から外部への気流があることがわかる。また、圧力分布より、20階の階段扉から送風空気のほとんどが流出し、20階以下では流れがないことがわかる。外気の圧力が基準柱よりも大きいのは、風の影響である。実測-3の場合の漏れを考慮した流量は約8100 CMHであり、階段の摩擦抵抗係数は約26であり、1階分の流量係数は 0.18 となる。

階段扉を一ヶ所だけ開放した実測-1から3の結果をまとめて、表-4.2.3に示す。

表-4.2.3 階段の通気特性の実測値

実測番号	漏れを考慮した流量 (CMH)	摩擦抵抗係数	1階当りの流量係数への換算
実測-1	9,500 CMH	28	0.17
実測-2	9,400 CMH	24	0.19
実測-3	8,100 CMH	26	0.18

実測-1から3は、階段扉を1枚だけ開放した場合であるが、実測結果から次のことがいえる。

- (i) 送風された空気は開放された扉から大部分流出し、それより下流では加圧効果が期待できなくなる可能性がある。
- (ii) 階段の摩擦抵抗係数は 24 - 28 であり、通常のコンクリートダクトの値0.03の約1000倍の値である。
- (iii) 階段1階分について流量係数の形での値は 0.17 - 0.19 であり、これは有効面積が階段断面積の 0.17 - 0.19であることを示す。

(B) 階段扉2枚開放の場合

実測-4は、2階と10階の階段扉を同時に開放し、他はすべて目張りした場合である。温度分布および圧力分布を図-4.2.8 (a), (b) に示す。温度分布より、10階では外気温度が階段温度に近づいているのに対し、2階は階段温度が外気温度に近づいたことが、前述の実測-1から3での温度分布との比較によりわかる。このことは、10階では階段から外への気流があるのに対して、2階では外から階

段への流れが存在したことを意味する。圧力分布の図から、送風空気は10階でほとんど流出してしまい、これ以下の階では加圧が行われていないためである。

実測-5は、2階と20階を同時に開放し、他はすべて目張りした場合である。この場合の温度分布および圧力分布を図-4.2.9 (a), (b) に示す。温度分布より、20階で階段から外部への気流が存在し、2階で逆の流れになっていることがわかる。圧力分布より、20階で階段内部と基準柱との差圧がほとんどなくなっており、20階の扉から送風空気が大部分流出したことおよび2階と5階の間では勾配が逆転していることから、この部分では下から上への流れが存在していたことがわかる。

実測-6は、10階と20階の階段扉を同時に開放し、他はすべて目張りした場合である。この場合の温度分布および圧力分布を図-4.2.10 (a), (b) に示す。温度分布から、10階と20階とで、階段から外への流れのあることがわかる。圧力分布を見ても、前の2つの場合とは異なり、下流側の扉の位置まで流れが存在している。わずかではあるが、下流の扉の部分でも加圧効果があったことを示している。

扉を2ヶ所同時に開放した実測-4から6より、上流側の扉から送風空気が大部分流出し、下流側の扉での加圧効果が期待できないことがわかる。

(C) 階段扉3枚開放の場合

実測-7は、2階、10階および20階の階段扉を同時に開放し、他はすべて目張りした場合の実測である。その場合の温度分布および圧力分布を図-4.2.11 (a) (b) に示す。

10階と20階では外部の温度が階段温度に近づき、また10階以下では階段温度の低下が認められる。圧力分布からもわかるが、送風空気はほとんどが20階で流出し、一方2階から10階にむけて下から上への流れが存在し、10階から流出している。従って10階以下では加圧の効果が全くない。

以上のことから、階段の摩擦抵抗係数は非常におおきく、多数の扉が同時に開放された場合には上流側の抵抗の小さい扉から送風空気が流出してしまい、下流での加圧の効果が急速に低下していくことがわかる。

4-2-4 まとめ

高層ビルの階段室の通気特性の実測を行い、実測方法として、基準柱を用いて階段の圧力をこれとの差として求める方法が非常に有効であることを示した。この方法を用いれば、階段内部における気流の状態を正確に知ることができる。また、測定点から計測点までチューブをひっぱる方法と比べ、温度変化の影響を受けにくい。

階段の摩擦抵抗係数は 26 - 28 であり、通常のコンクリートダクトの値約 0.03 の約1000倍の値である。また、階段1階分について流量係数の形での値は 0.17 - 0.19 であり、これは階段断面積の有効面積を示していることから、階段の通気抵抗が非常に大きいことがわかる。

火災時の垂直方向の避難経路としての階段を煙の侵入から守るための階段加圧について検討し、階段加圧時に、避難などにより階段扉が多数同時に開放されると、上流側の扉から送風空気が大部分流出してしまい、下流側での加圧効果が期待できなくなる危険性があることを示した。火災時の建物全体への煙の伝播が急速な場合には、避難に伴って階段扉が同時に多数開放される事態が容易に予想されるため、一時期に多数の人が避難する必要のないような、避難における時間差を考慮したり、区画をきちんとするなどの煙拡大防止対策をすることが重要である。また、ある程度多数の扉が同時に開

放された場合でも対処できるだけの装置容量及び配置が要求されると考えられる。なお、扉閉鎖時には圧力が上昇し過ぎないように圧力制御が必要であることを付記する。

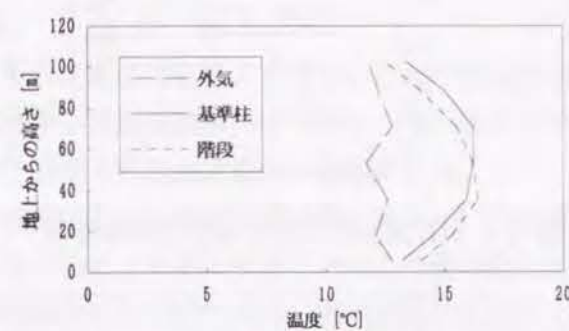


図-4.2.5 (a) 実測1における温度性状

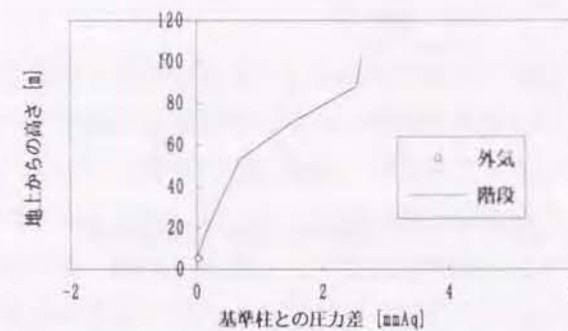


図-4.2.5 (b) 実測1における圧力分布性状



図-4.2.6 (a) 実測2における温度性状

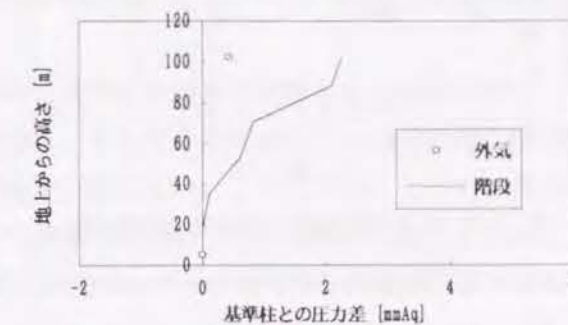


図-4.2.6 (b) 実測2における圧力分布性状

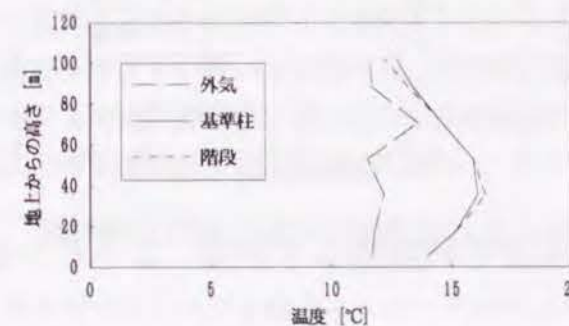


図-4.2.7 (a) 実測3における温度性状

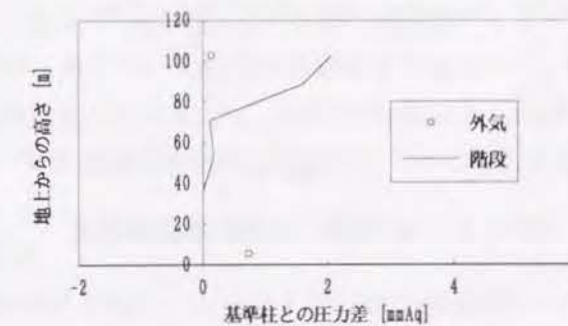


図-4.2.7 (b) 実測3における圧力分布性状

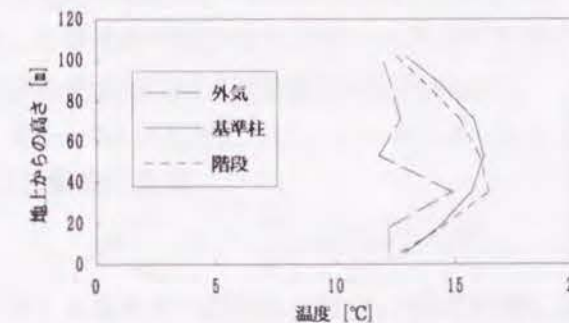


図-4.2.8 (a) 実測4における温度性状

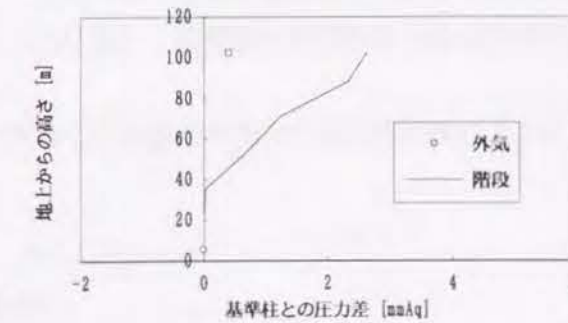


図-4.2.8 (b) 実測4における圧力分布性状

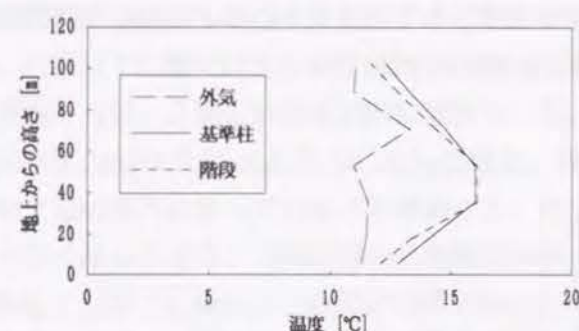


図-4.2.9 (a) 実測5における温度性状

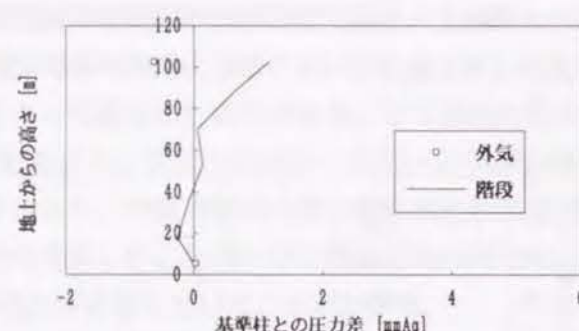


図-4.2.9 (b) 実測5における圧力分布性状

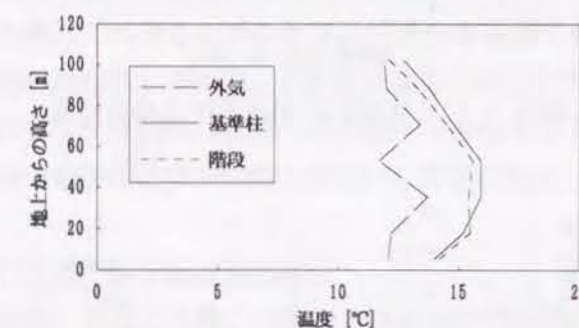


図-4.2.10 (a) 実測6における温度性状

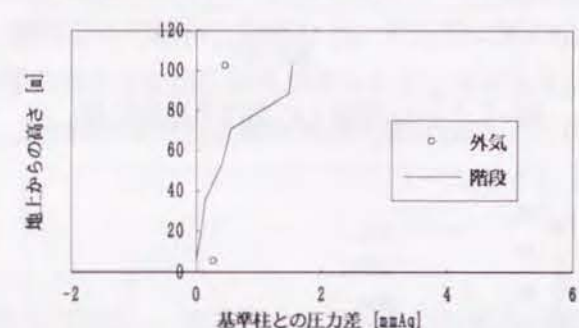


図-4.2.10 (b) 実測6における圧力分布性状

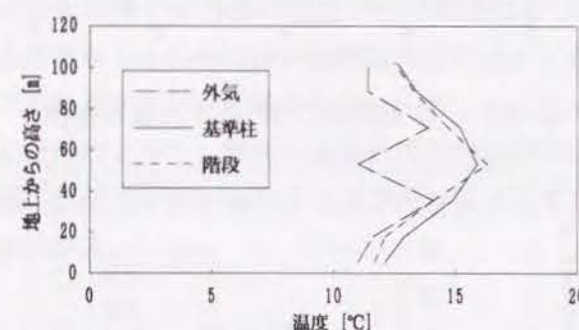


図-4.2.11 (a) 実測7における温度性状

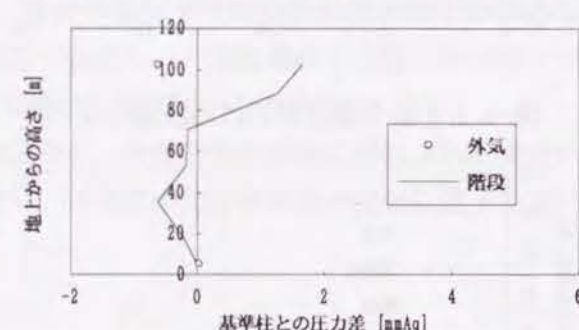


図-4.2.11 (b) 実測7における圧力分布性状

4-3 身障者の避難経路確保および煙の上階伝播防止のためのエレベータシャフト加圧による煙制御

4-3-1 はじめに

堅穴区画に煙を侵入させないことが煙制御計画に極めて重要であることは周知である。現在日本では法律上排煙を義務付けており、堅穴部分を保護するためには区画を行ない、前室を設置してその部分で排煙を行なう手法が一般的である。しかしこの方法では煙を呼び込む恐れがあること及び煙温度が高温になれば機械装置は停止するという欠点を有する。これに対して、守るべき部分の圧力を積極的な手法により高くすることにより煙の侵入を防止する「給気加圧法」（「加圧防煙法」ともいう）が技術的には可能である。機械排煙は温度が上昇すると停止したり、火災がどこで発生するかわからないために全ての部分をカバーするような設備の設置が必要になり不経済であるなどの欠点を有するのに対し、加圧法は常温の空気を送り込むため作動時間が長いこと、守るべき部分を集中的に扱えるなどの利点を有する。

建築物の高層化や地下空間の利用に伴い、火災時の身障者や弱者の避難安全の問題が浮上して来た。健常者ですら長距離の階段避難における問題点が多く、ましてや身障者にとって長距離の階段部分を単独又は介添え者と共に避難することは現実的には不可能に近い。このようなことから、海外ではエレベータシャフトを加圧することにより、身障者の避難へのエレベータの利用可能性についての検討が行なわれている^{2,5)}ものの、日本では法的な束縛によりエレベータを利用した避難に関する検討は全く行われていないのが現状である。

ここでは、エレベータに給気を行なう場合の煙制御計算について、§1-3-6に示した節点境界が時間的に変化する場合の基礎式を適用することにより、エレベータのかごが時間的に移動する場合の計算法及びシャフトの扱い方を論ずる。煙制御計算法が、エレベータかごの移動を伴う場合のエレベータシャフトの煙制御計算においても十分な精度で使用可能なことを示し、次いでシャフトへの給気方法による煙制御効果について検討を行ない、エレベータを避難に使用する可能性について検討する。

4-3-2 使用する煙制御予測計算法

エレベータシャフト内をエレベータのかごが移動する場合のシャフト加圧時の煙制御については、Klote, Tamuraが実測と解析を行なっている²⁾が、彼らの扱いは簡単で解析的であるものの、火災時に逐次変化する状況への適用は困難と思われる。ここでは、第1章で定式化したインシデンス行列を使用した煙流動性状計算を拡張した手法を採用することにより、避難安全を評価するための建物全体における煙流動性状予測計算法の完備を図る。

§1-3-6に示したように、エレベータシャフト内をかごが移動する場合の基礎式は次のようになる。

(1) 質量収支式

$$\left\{ \rho \frac{dV}{dt} \right\} + \left\{ V \frac{d\rho}{dt} \right\} + [I]\{w\} = \{W\} \quad \dots (4.3.1)$$

(2) エネルギー収支式 (dP/dtの項を無視した場合)

$$\left\{ \frac{C_p P}{R} \frac{dV}{dt} \right\} + C_p [I]\{wT\} = \{Q\} \quad \dots (4.3.2)$$

(3) 完全気体の状態方程式

$$\rho T = \text{const.}$$

(4) 開口部での流れを規定する関係式

$$w_{\lambda} = f_{\lambda}(\rho_{\lambda}, \rho_i, \rho_j, b_{\lambda}, h_{\lambda}, \alpha_{\lambda}) \quad \dots (4.3.3)$$

境界面の移動がない場合の関係式との相違点は、質量収支式およびエネルギー収支式において節点体積の時間変化の項が加わったことである。ただし、エレベータのかごの移動を扱う場合には、シャフト内での節点体積の時間変化は既知として扱うことが出来るため、計算自体はきわめて簡単な変更で行える。すなわち、エレベータの運行状況が設定されている場合には、次式により節点の体積の時間変化を既知とし、右辺の w と同様に扱えばよい。

$$\frac{dV}{dt} = A_c v \quad \dots (4.3.4)$$

ただし、 A_c はエレベータかごの水平断面積 $[\text{m}^2]$ 、 v はかごの移動速度 $[\text{m/s}]$ である。

4-3-3 計算の妥当性の検討

Kloteらはエレベータシャフト給気時のエレベータ移動にともなう圧力変動の実測を行っており²⁾、彼らの実験結果とここでの計算結果との比較を行なう。

実測は常温状態で行なわれており、従って完全混合型の煙制御計算法を使用すればよい。このとき使用する関係式は(4.3.1)(4.3.3)(4.3.4)式および状態方程式である。さらに温度変化を考えていないから、(4.3.1)式の $\frac{d\rho}{dt}$ の項は無視できる。エレベータの運行状況は一定加速度域から一定速度域に

変化する際の加速度の変化の時間及び影響が小さいことを加味して、図-4.3.1に示したごとく近似した。また、計算に使用する建物のグラフを図-4.3.2に、使用する物性値をまとめて表-4.3.1に示す。エレベータシャフトの節点分割は各階毎とし、計算時間間隔は0.1秒とした。なお、計算時間間隔については、0.01秒間隔で行なった計算結果との比較により、0.1秒間隔で行なえば十分であり、1秒間隔では粗すぎることを確かめた。

また、エレベータシャフト内を分割したことにより、シャフト内のかごが存在しない部分の節点間の流量係数を与える必要がある。ここでは摩擦損失分を考慮し、摩擦損失の関係式 $\Delta P = \lambda \frac{L}{D} \frac{1}{2} \rho v^2$ の係数部分を流量係数 α を用いた形と対応させると次式となる。

$$\alpha = \sqrt{\frac{D}{\lambda L}}$$

上式にコンクリートダクトの特性を用いて得られる階高1階分の α の値5.0をここでは使用する。

ところで、エレベータかご横の隙間の流量係数 α の値について、Kloteらの実測値0.83⁴⁾は、かごの横の隙間を通過する流量がエレベータかごの移動量とシャフトの面積の積であるとし、次の関係式によりエレベータかご横の流量係数 α を求めたものである。

$$\rho A_s v = \alpha A_f (2\rho \Delta P)^{\frac{1}{2}} \quad \dots (4.3.5)$$

ただし、 A_s はエレベータシャフトの水平断面積、 A_f はシャフトとかごとの間の隙間の面積、 ΔP はかごの上下間の圧力差である。

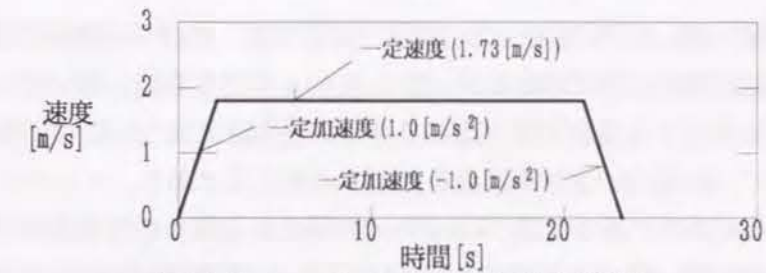


図-4.3.1 エレベータかごの運行状況

表-4.3.1 使用する物性値の一覧

	使用する値	備考
給気量	8.05 [kg/s]	Kloteら ⁴⁾ の実験条件(実測値)
EVシャフトの断面積	5.515 [m²]	同上
EVシャフトとかごとの間の隙間面積	1.947 [m²]	同上
EVかごの速度(定速時)	1.73 [m/s]	同上
EVシャフトとロビーとの間の隙間面積	0.131 [m²]	Kloteらの用いた値
ロビーと建物室内の間の隙間面積	0.0901 [m²]	同上
建物と外気との間の隙間面積	0.450 [m²]	同上
EVかごの加速度	1.0 [m/s²]	同上(推定値)
建物内部の隙間の流量係数	0.65	同上(推定値)
EVシャフトとかごとの間の隙間の流量係数	0.83	同上
	0.70	ここでの計算における値
	0.60	Kloteらの定義を変更した値
EVシャフトの流量係数	5.0	摩擦抵抗による損失(推定)



図-4.3.2 計算に使用する建物のグラフ

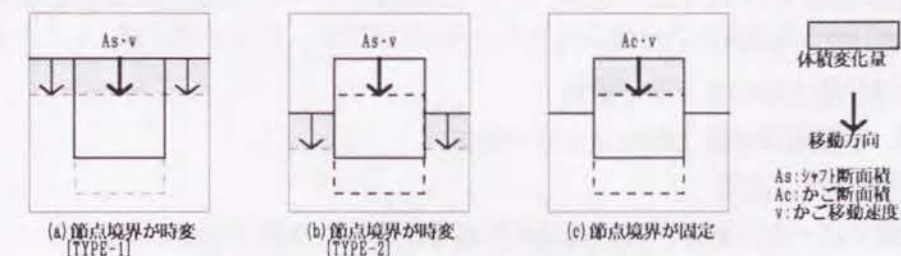


図-4.3.3 体積変化量の取り扱い

この定義のしかたは、図4.3.3(a)または(b)に示したような、エレベータかごの移動とともに節点の定義境界面の変化がある場合には許されるが、図-4.3.3(c)のごときエレベータかごの移動に関係しない節点の定義境界面を設定する場合には左辺の与え方に整合性を失う。ここで行なう計算法は完全混合の場合の計算に基づいた節点の定義境界面を固定する考え方であり、エレベータかごが節点内に入りすると考えることが妥当であるため、Kloteらの定義による値をそのまま使用することはできないと考えられる。ここでの扱いにおける流量係数としては、かごを停止させて一定風量 W を流したときのかごの上下に生じる圧力差 ΔP の測定から得られる α を使用するのが妥当である。すなわち、次式により決定される流量係数 α を使用すべきであると考えられる。

$$W = \alpha A_f (2\rho\Delta P)^{\frac{1}{2}} \quad \dots (4.3.6)$$

しかし、ここではこのような実測値はないため、エレベータかご横の流量係数の値の変化による結果への影響を検討する。図-4.3.4に、最上階で給気し、かごが1階から上昇する場合について、Kloteらの値0.83を使用した場合の計算結果を破線で、Kloteらの定義を変更した場合の値0.60を使用した場合の結果を一点鎖線で、両者の値のほぼ中間の流量係数0.70を使用した場合の結果を点線で示す。流量係数としてKloteらの実測値0.83を使用した場合には抵抗が小さくなるため圧力変化は小さく、Kloteらの定義において A_g のかわりにエレベータかごの断面積 A_c を使用した場合の流量係数の値0.60を使用した場合にはKloteらの解析結果に近い結果となることを確かめた。

最上階で給気し、かごが1階から上昇する場合の計算結果とKloteらの実測値との比較を図-4.3.5に、逆にかごが最上階から下降する場合の比較を図-4.3.6に示す。図-4.3.5および4.3.6において実線は実測値を、破線はKloteらの示したエレベータかご横の隙間の流量係数0.83を使用した場合の計算結果、点線は流量係数を0.70とした場合の計算結果である。図-4.3.4~4.3.6での流量係数の値の変化と実測結果との比較により、本計算法においては流量係数として0.60ではなく、通常の開口での値0.70をかごとシャフト間の隙間の流量係数として使用するのが妥当であると判断した。

なお、1階で給気した場合には、最上階給気の場合とは反対に、かごが下降する場合に図-4.3.5において1階と15階に、15階を1階に読み替えたもの、上昇する場合に図-4.3.6において同様の読み替えを行なったものとなり、結果は上昇と下降の場合がほぼ対称になる。すなわち、最下階給気の場合には下降する場合のほうが煙制御上の圧力条件は厳しくなる。

以上の考察の結果、本計算法がエレベータかごの移動を伴う場合のエレベータシャフト給気時の煙制御計算法として使用できることが示された。

4-3-4 効果的な給気加圧法の検討

§4-3-3では給気場所が1ヶ所であったが、ここでは給気パターンの変化による影響を検討する。計算は、次の3つのパターンについて行なう。

- (A) 1階及び最上階の2ヶ所で給気
- (B) 1階、中間階及び最上階の3ヶ所で給気
- (C) 全階で均等に給気

なお給気量は総量では一定であり、各給気場所に均等配分した風量を設定した。

1階、中間階、最上階における圧力変化の計算結果を、図-4.3.7に(A)の結果を、図-4.3.8に(B)の結果を、図-4.3.9に(C)の結果を示す。なお、図-4.3.7~4.3.9はエレベータが1階から上

昇する場合についての結果を示すが、逆に下降する場合は、8階を中心として階が対称に変化するだけである。図より、1階と最上階に給気をした場合(A)が1階での圧力低下が最小でありかつ圧力が安定しており、均等給気の場合(C)は全体での圧力差が一定に保たれているが、1階での圧力変化は大きい。

図-4.3.5~4.3.9の比較により、エレベータシャフトに給気する場合には、1ヶ所だけではなく、最下階と最上階に給気することが最低圧力の低下を防ぐためには有効であることが示される。また、かごが移動する方向の反対側に給気する方が圧力を安定させることがわかる。

4-3-5 まとめ

節点体積が変化する場合の煙制御計算について検討した。エレベータシャフトに給気し、エレベータかごが移動する場合について、実測値との比較により、シャフトを階高程度に分割しておけばここで提示した計算法が適用できることを示した。かご移動時のエレベータシャフトに給気する煙制御法を採用する場合には、1ヶ所での給気よりも、最下階及び最上階の2ヶ所での給気が有利になる可能性があることを示した。

ここでの計算結果は、適切な給気加圧を行なうことにより、高層階や大深度地下空間からの身障者の避難にエレベータを使用できる可能性を示していると考えられる。今後、その実用化にあたっては実測などを含めた検討が必要と考えられる。

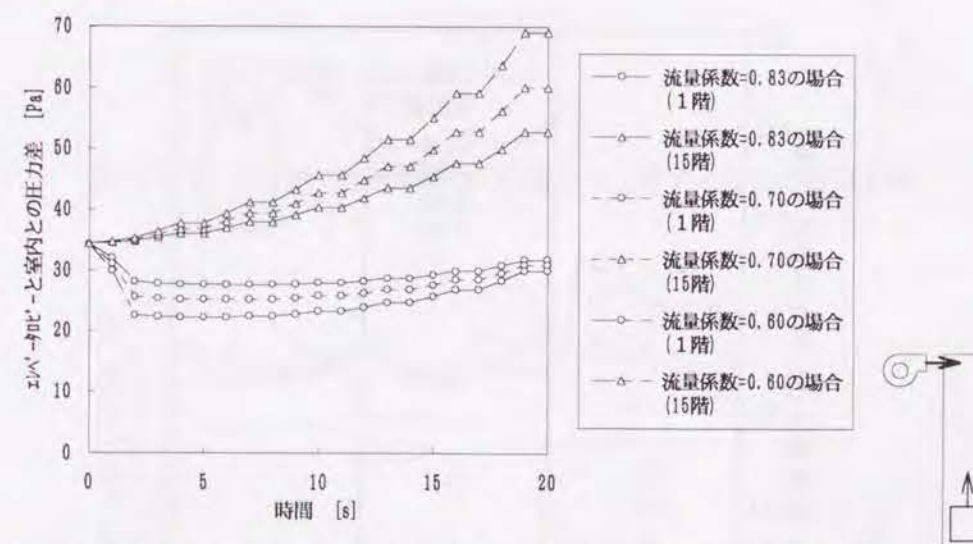


図-4.3.4 最上階で給気、かごが1階から上昇する場合の流量係数の変化の影響

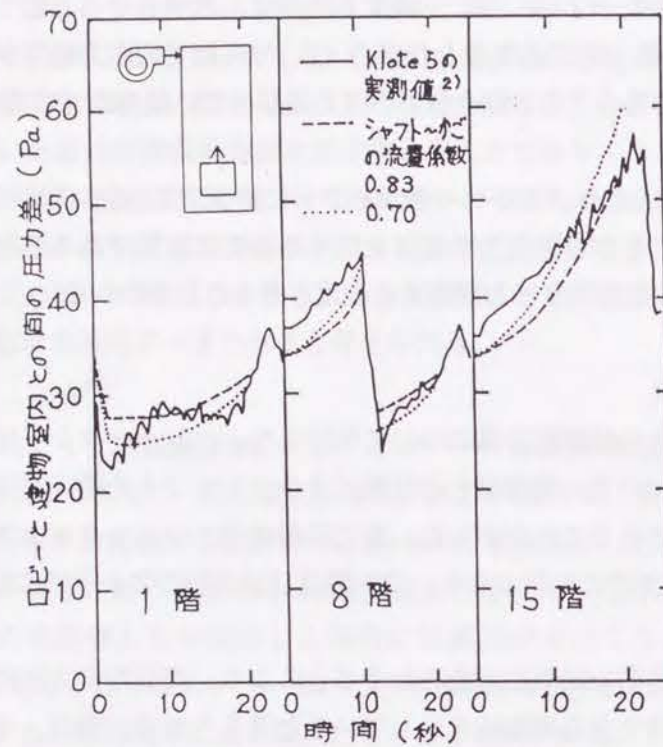


図-4.3.5 最上階で給気、かごが1階から上昇する場合の実測値と計算結果との対応

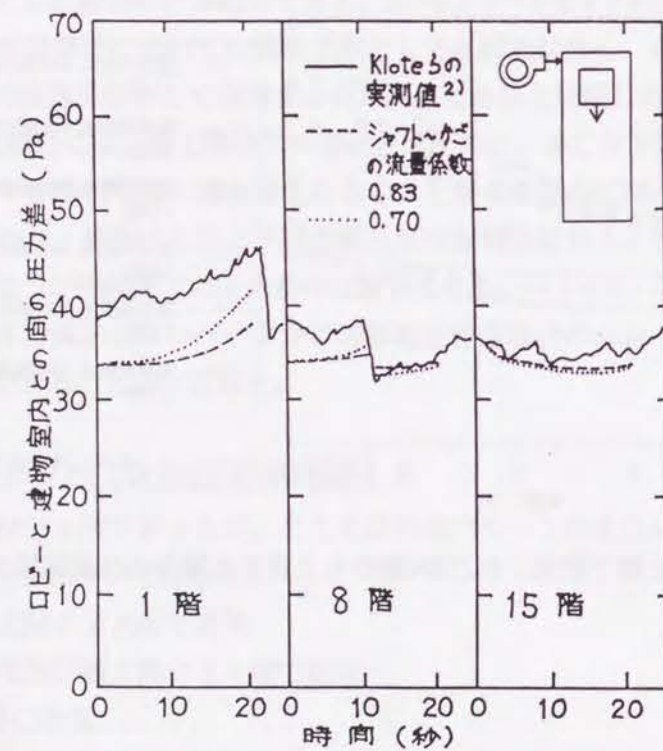


図-4.3.6 最上階で給気、かごが最上階から下降する場合の実測値と計算結果との対応

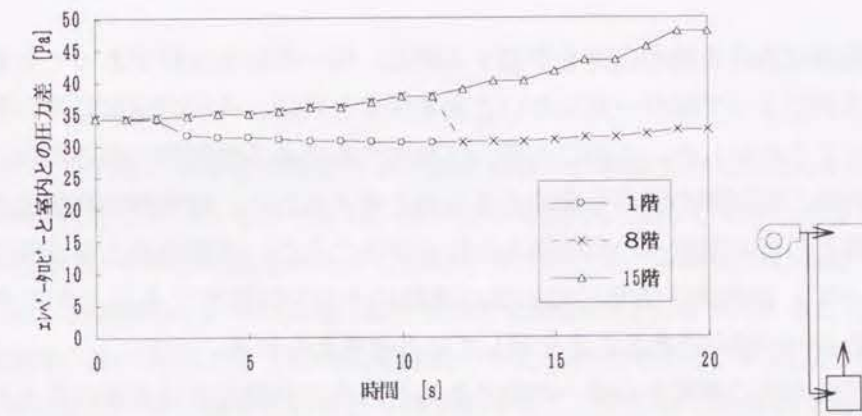


図-4.3.7 2ヶ所で給気、かごが1階から上昇する場合の計算結果

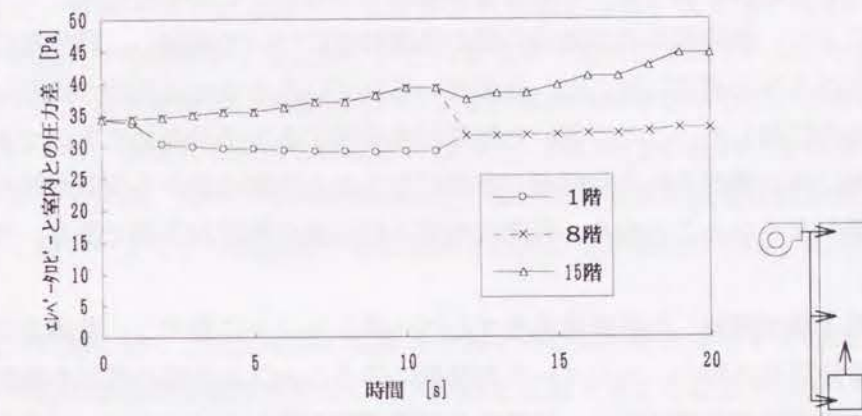


図-4.3.8 3ヶ所で給気、かごが1階から上昇する場合の計算結果

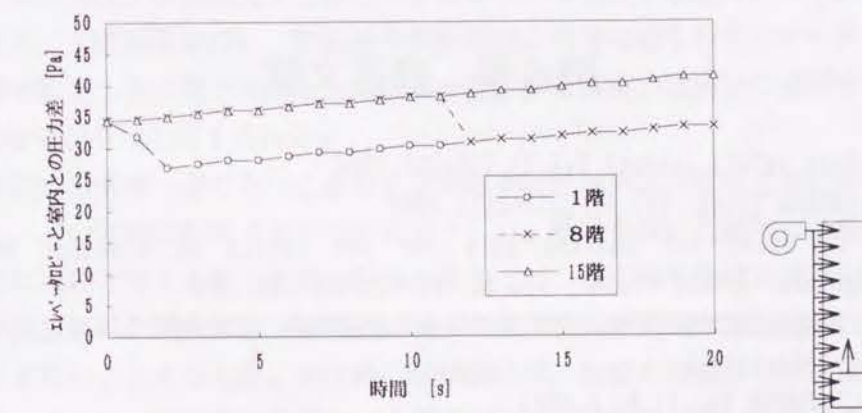


図-4.3.9 全階で均一の給気、かごが1階から上昇する場合の計算結果

4-4 第4章のまとめ

4-1で、火災時における煙の伝播を予測する際に、同一の初期条件であっても逐次計算上仮定する流れの向きの差異によって解が一意でないことを示すと共に、火災の進展に伴い煙伝播経路が急変する可能性があることを示した。このことは、区画化のみによる煙制御に頼る場合に起こりうる、万一の区画化の失敗時の煙制御の限界を意味するものと考えられる。建築物の高層化や地下空間の利用に伴い、避難経路としての階段への煙の侵入を防止することが、避難安全上また煙の上階伝播防止上重要である。従って、給気加圧法などの火災の進展に十分な時間耐えることができる煙制御手段を、場合によっては取るのが懸命であることを示していると考えられる。

階段は火災に垂直方向に避難する唯一の物であるというのが現在の日本での考え方であるが、避難時における安全な避難経路として成立するための条件については明確でない。上述のように、火災時の煙伝播経路の急変などに対処するには、階段加圧が有効な手段である。しかしながら、従来このような研究はほとんど行われておらず、その蓄積が極めて少ない。このことから、4-2では、階段加圧を行なうことにより、階段躯体及び階段内部の通気特性について実測し、階段加圧時の問題点を検討した。階段における圧力測定に関して、従来用いられていた方法では階段が高層になるに従い圧力測定が困難になるのに対して、ここで用いた基準柱を使用する方法が極めて有効であることを示した。実測の結果、避難に伴い開閉される階段扉が多数になると上流側の扉から空気が流出してそれより下流側での加圧効果がなくなることから、装置の配置及び容量の検討が重要であり、今後の課題と考えられる。

4-3では、第1章で開発した計算体系をエレベータシャフトに適用し、身障者などが火災時の避難にエレベータを使用する際の、エレベータの移動に伴うシャフト内部の性状を検討した。建築物の高層化、大深度地下空間の利用に伴い、身障者の垂直避難方法としてエレベータを利用する可能性について検討すると共に、煙制御上効果的と考えられるエレベータシャフトへの給気加圧の方法を検討し、ここでの計算に使用した例においては最上部と最下部からの同時給気が有効であることを示した。

第4章 参考文献

- 1) Klotz, Tamura; Fire safety Journal, Vol. 11, 227-233, 1986
- 2) Klotz, Tamura; ASHRAE Trans., Vol. 93, 2217-2228, 1987
- 3) G.T. Tamura, C.Y. Shaw; Air Leakage Data for the Design of Elevator and Stair Shaft Pressurization Systems, ASHRAE Trans., Vol. 82, Part 2, 179-190, 1976
- 4) 早川、戸河里; 高層建物の煙突効果、日本建築学会大会梗概集、239-240、S53.9
- 5) Klotz; NBSIR 82-2507, 1982.5
- 6) 早川真; 日本火災学会誌, Vol. 31, No. 5, 1981

終章 総括

本論文は建築物の火災時における避難安全を評価する場合に考慮せざるをえない煙の伝播を予測する方法についての研究をまとめたものである。煙の伝播は避難に極めて大きな影響を与えると同時に、避難による扉の開閉により煙伝播経路が大きく影響を受けるため、初期火災における煙の到達位置および盛期火災における建物内全体での避難行動を反映した煙伝播性状を予測することが重要である。

第1章は、避難時の扉の開閉に伴う煙の伝播経路の変化に対応できる、初期及び盛期火災時の建物内全体における煙の伝播性状に関する計算法を体系化することを目指したものである。避難時の人の流れと対応して煙伝播経路をグラフ化（ネットワーク化）し、それから得られるインシデンス行列、ループ行列を用いることにより、避難に伴う扉の開閉による煙伝播経路の接続関係の変化に容易に対応できるとともに、計算上における効率的な計算体系を確立した。従来用いられている「圧力仮定法」をこのような観点から再構築すると共に、これまで全く定式化されていなかった「流量仮定法」による煙伝播性状計算法を構築し、流量仮定法による計算の有利さを示した。さらに、二層ゾーンモデルの場合についても、基礎式の厳密な検討を行なった。開口部での流れの正味流量を取り扱うことにより、インシデンス行列、ループ行列を使用した計算法を圧力仮定法及び流量仮定法に適用し、完全混合の場合と二層ゾーンモデルの場合ともに避難との対応を考慮しうる統一的な煙伝播計算法が可能となった。

第2章は、火災初期における煙先端部の位置を予測するための煙伝播モデルの確立を目指したもので、提案したモデルの妥当性を模型実験及び実大実験と比較することにより検証した。実用的な精度で初期の煙先端部の位置の予測が可能となったと考えられる。これにより、避難開始時間の推定や開始時の煙伝播位置の予測に役立つと考えられる。

第3章は、第1章で定式化した煙伝播予測計算法に使用するためのデータを整備することを目指したものである。通気特性の実測に関する新しい手法について提案すると共に、それを用いた実測データを示した。また、文献調査を行い、煙伝播予測計算法に利用可能な形でデータを整理した。これにより、第1章で開発した避難と対応した煙伝播予測計算を現実の建築物に適用することができ、避難安全評価の検討に役立つと考えられる。

第4章は、煙伝播の解が一意でないことおよび煙伝播経路が火災の進展と共に急変する可能性があることを示した。この問題に対処する一つの方法として、階段を用いた避難安全を確保し煙の上階伝播を防止するのに有効と考えられる給気加圧法を取り上げ、加圧時の性状を実測により検討した。また、複数の扉が開放された場合には、給気量によっては上流側で空気が流出しそれより下流側での加圧効果を期待できないことを示した。加圧時の煙制御には、装置の容量及び給気位置に関する検討が今後必要である。さらに、建築物の高層化、大深度地下空間の利用に伴い、身障者の垂直方向の避難にエレベータを使用する観点から、エレベータのかごの移動を伴ったエレベータシャフトの給気加圧について検討した。その結果、シャフトの上下の両端からの給気が、最低圧力の低下を防ぐために有効であることを示した。これらの結果により、安全な避難経路を確保するためのシャフト加圧の問題点を明らかにすると共に、煙制御上有効な加圧方法が明らかになったと考えられる。

発表論文他一覧

著書・学術論文等の名称	発行又は 発表の年月	発行所、発表雑誌等 または 発表学会等の名称	共著者名 及び 共同発表者名
(学術論文)			
論文01. ハイグロスコピックの領域での気泡コンクリートの吸放湿性状（その1 局所平衡、線形モデルによる解析とその妥当性の検討）	昭和56年4月	日本建築学会論文報告集、302号、37-46	松本衛
論文02. ハイグロスコピックの領域での気泡コンクリートの吸放湿性状（その2 吸放湿過程におよぼす吸放湿履歴の影響と履歴のある場合の解析法）	昭和56年8月	日本建築学会論文報告集、306号、65-72	松本衛
論文03. 熱伝達率および換気が周期的に変化する場合の間欠空調問題の離散フーリエ変換による解法について	昭和57年11月	日本建築学会建築環境工学論文集、4号、119-124	吉田治典 寺井俊夫
論文04. 壁・室の熱応答の離散フーリエ変換による計算法	昭和57年11月	日本建築学会建築環境工学論文集、4号、113-118	吉田治典、寺井俊夫
論文05. 避難に伴う煙流動の計算について	昭和59年3月	災害の研究15 153-173	寺井俊夫 深井弘志
論文06. Calculation of Smoke Movement in Building in case of Fire	昭和60年10月	First International Symposium on Fire Safety Science	H. Fukai, T. Terai
論文07. 流量仮定法による煙流動計算について	昭和61年3月	災害の研究17、103-141	寺井俊夫
論文08. Smoke Movement in Corridors - Hybrid Model, Simple Model and Comparison with Experiments	平成 4年12月	NISTIR 4982	J. H. Klote
(学術講演)			
講演01. 強加熱時における軽量気泡コンクリート内の熱水分移動（水分蒸発量に関する再検討）	昭和51年 6月	建築学会近畿支部研究報告集、117-120	松本衛
講演02. 軽量気泡コンクリート（ALC板）の吸放湿性状（2）＜高湿度の場合＞	昭和51年10月	建築学会大会学術講演梗概集、385-386	松本衛
講演03. 気泡コンクリートの吸放湿に及ぼすヒステリシスの影響（高湿度の場合）	昭和52年 5月	建築学会近畿支部研究報告集、69-72	松本衛
講演04. ALC板の吸放湿に及ぼす平衡含湿率のヒステリシスの影響とその数値解析	昭和52年10月	建築学会大会学術講演梗概集、449-450	松本衛
講演05. 気泡コンクリートの吸放湿に及ぼすヒステリシスの影響（独立領域モデルと近似数値計算法の検討）	昭和53年 5月	建築学会近畿支部研究報告集、89-92	松本衛
講演06. 独立領域モデルの妥当性の検討とこれを用いたALC板の吸放湿の解析	昭和53年 9月	建築学会大会学術講演梗概集、461-462	松本衛
講演07. ごみ空気輸送施設の輸送管路圧力損失の実測	昭和54年 9月	建築学会大会学術講演梗概集、461-462	寺井俊夫、新田勝通、平岡久司
講演08. ごみ空気輸送施設の輸送管路圧力損失の実測（2）	昭和55年 6月	建築学会近畿支部研究報告集、73-76	寺井俊夫、新田勝通、平岡久司、堀江悟郎
講演09. 跳水を考慮した煙層の形成	昭和55年 9月	建築学会大会学術講演梗概集、117-118	寺井俊夫
講演10. 二層流としての開口からの煙と空気の流れについて	昭和56年 6月	建築学会近畿支部研究報告集、145-148	寺井俊夫
講演11. 二層流としての開口からの煙と空気の流れについて	昭和56年 9月	建築学会大会学術講演梗概集、509-510	寺井俊夫
講演12. 避難階段前室への各種の給気・排煙方法の比較検討について	昭和57年 6月	建築学会近畿支部研究報告集、153-156	寺井俊夫

著書・学術論文等の名称	発行又は 発表の 年月	発行所、発表雑誌等 または 発表学会等の名称	共著者名 及び 共同発表者名
(学術講演：つづき)			
講演13. 避難階段前室への各種の給気・排煙方法の比較検討について	昭和57年10月	建築学会大会学術講演梗概集、591-592	寺井俊夫
講演14. 火災時の避難と煙流動の統一的取り扱いについて	昭和58年 6月	建築学会近畿支部研究報告集、169-172	寺井俊夫、深井弘志
講演15. 火災時の避難と煙流動の統一的取り扱いについて（その1 避難と煙流動の同一の表現に関する考察）	昭和58年 9月	建築学会大会学術講演梗概集、611-612	寺井俊夫
講演16. 火災時の避難と煙流動の統一的取り扱いについて（その2 インシデンス行列を用いた二層流煙流動の非定常計算）	昭和58年 9月	建築学会大会学術講演梗概集、613-614	寺井俊夫、深井弘志
講演17. 圧力の時間勾配の影響を考慮した煙流動計算について	昭和59年 6月	建築学会近畿支部研究報告集、25-28	寺井俊夫
講演18. 煙流動計算における圧力の時間的変化の影響の検討及び圧力仮定法と流量仮定法の差異について	昭和59年 6月	建築学会近畿支部研究報告集、29-32	寺井俊夫、深井弘志
講演19. 煙流動計算における圧力の時間勾配の影響について	昭和59年10月	建築学会大会学術講演梗概集、977-978	寺井俊夫、深井弘志
講演20. 煙流動計算における流量仮定法の圧力仮定法に対する有利性について	昭和59年10月	建築学会大会学術講演梗概集、975-976	寺井俊夫、深井弘志
講演21. 階段室加圧時の気流性状の実測	昭和60年 5月	建築学会近畿支部研究報告集、197-200	寺井俊夫
講演22. 煙流動を考慮した避難計画の安全性評価の検討について	昭和60年 5月	建築学会近畿支部研究報告集、201-204	寺井俊夫、深井弘志
講演23. 流量仮定法による煙流動計算	昭和60年 5月	火災学会学術講演梗概集	深井弘志、寺井俊夫
講演24. 階段室加圧時の気流性状の実測	昭和60年10月	建築学会大会学術講演梗概集、737-738	寺井俊夫
講演25. 煙流動を考慮した避難計画の安全性評価の検討について	昭和60年10月	建築学会大会学術講演梗概集、747-748	寺井俊夫、深井弘志
講演26. 過度および速度を未知変数として用いる流体計算について	昭和61年 5月	建築学会近畿支部研究報告集	寺井俊夫
講演27. 過度および速度を未知変数として用いる流体計算について	昭和61年 8月	建築学会大会学術講演梗概集	寺井俊夫
講演28. 天井面における軸対称煙伝播性状について（真水と塩水を用いた実験と解析）	昭和62年10月	建築学会大会学術講演梗概集、D 761-762	
講演29. 垂れ壁衝突時の煙の挙動について（前線の衝突速度と衝突直後の挙動）	昭和63年 4月	火災学会学術講演梗概集、17-18	
講演30. 水平直廊下における煙前線の移動速度について	昭和63年10月	建築学会大会学術講演梗概集、D 581-582	
講演31. 総3階建2×4住宅実大家屋火災実験（その5. 外部放射放散熱量）	昭和63年10月	建築学会大会学術講演梗概集、A	塚越功、長谷見雄二、増田秀昭
講演32. エレベーターシャフトにおける煙制御計算について	平成元年10月	建築学会大会学術講演梗概集、D 945-946	
講演33. A Smoke Control Calculation for Pressurized Elevator Shaft	平成元年10月	11th UJNR Panel Meeting	
講演34. 煙流動計算における基礎式の構成に関する検討	平成 2年10月	建築学会大会学術講演梗概集、A 957-958	
講演35. 地下道における煙の水平伝播性状（その1 実大実験）	平成 3年 1月	建築学会関東支部研究報告集、221-224	若松高志、山名俊男、桑名秀明、若松孝旺
講演36. 地下道における煙の水平伝播性状（その2 垂れ壁の影響）	平成 3年 1月	建築学会関東支部研究報告集、225-228	中山史一、山名俊男、清水成之、若松孝旺

著書・学術論文等の名称	発行又は 発表の 年月	発行所、発表雑誌等 または 発表学会等の名称	共著者名 及び 共同発表者名
(学術講演：つつき)			
講演37. 地下道における煙の水平伝播性状（その3 基礎式の検討及び模型実験）	平成 3年 1月	建築学会関東支部研究報告集、229-232	小山英人、山名俊男、 中村和人、若松孝旺
講演38. 地下街における煙制御に関する研究（その 1 地下街通路における水平伝播性状）	平成 3年 5月	火災学会学術講演梗概 集、65-68	若松高志、山名俊男、 中村和人、若松孝旺
講演39. 地下街における煙制御に関する研究（その 2 地下街模型を用いた煙制御実験）	平成 3年 5月	火災学会学術講演梗概 集、69-72	中村和人、山名俊男、 中村裕幸、若松孝旺
講演40. 地下街における煙制御に関する研究（その 3 煙流動シミュレーションによる検討）	平成 3年 5月	火災学会学術講演梗概 集、73-74	山名俊男、中村和人、 若松孝旺
講演41. 地下街における煙制御に関する研究（その 1 地下街通路における水平伝播性状）	平成 3年10月	建築学会大会学術講演梗 概集、A	若松高志、山名俊男、 中村和人、若松孝旺
講演42. 地下街における煙制御に関する研究（その 2 地下街模型を用いた煙制御実験）	平成 3年10月	建築学会大会学術講演梗 概集、A	中村和人、山名俊男、 中村裕幸、若松孝旺
講演43. 地下街における煙制御に関する研究（その 3 煙流動シミュレーションによる検討）	平成 3年10月	建築学会大会学術講演梗 概集、A	山名俊男、若松高志、 中村和人、若松孝旺
講演44. ハイブリッドモデルによる煙の水平伝播予 測（熱損失を考慮しない場合）	平成 4年 8月	建築学会大会学術講演梗 概集、A	W. W. Jones, H. R. Baum
講演45. 火災時の煙先端部の移動性状（垂れ壁の影 響に関する検討）	平成 5年 9月	建築学会大会学術講演梗 概集、A	
(著書)			
著書01. 新・排煙設備技術指針 1987年版 第1編第1章 1-1 燃焼と煙	昭和62年 5月	日本建築センター、5-10	
著書02. 新・建築防災計画指針（新技術編） 2-1（5）地下空間（地下街）	平成 3年 9月	日本建築センター、36- 41	
著書03. 実務家のための耐震・防火建築ハンドブッ ク 4. 3（6）建物内煙流動 4. 4. 2一層煙流動予測計算コード	平成 3年12月	建設産業調査会、 823-830、861-868	
(学術報告)			
報告01. 煙はどこに流れる	昭和59年11月	大阪消防、46-49	
報告02. 煙の動きを知る	昭和59年12月	大阪消防、40-43	
報告03. 煙から何を知る	昭和60年1月	大阪消防、42-45	
報告04. 火災における区画	昭和61年11月	大阪消防、40-43	
報告05. 新しい防火設計	昭和61年12月	大阪消防、38-41	
報告06. 高層ビルの防火・防煙	平成元年 2月	空気調和・衛生工学 Vol. 63 No. 2、45-52	
報告07. 煙流動及び避難性状予測のための実用計算 プログラム解説書（II. 流量仮定法による一層煙流動 計算プログラム）	平成2年 1月	日本建築センター	
報告08. 一層ゾーン煙流動予測計算法	平成2年 4月	カラム、新日本製鉄 No. 116 、51-54	
報告09. 流れの可視化（6）建築物火災時の流れの 可視化	平成3年 7月	空気調和・衛生工学 Vol. 65、No. 7、439-443	辻本誠、須川修身

謝 辞

京都大学教授・寺井俊夫先生のご指導に心から御礼申し上げます。本研究をこのような形でまとめることができましたのも、先生のご指導がなければ不可能なことでした。京都大学大学院博士課程入学以来、助手の時代を経て今日にいたるまで、厳父の目で見守っていただきましたことを感謝致します。

神戸大学教授・松本衛先生のご指導に心から御礼申し上げます。研究生生活に入るきっかけを作っていたくと同時に研究の素晴らしさを御教えいただき、今日まで慈母の眼差しで見守っていただきましたことを感謝致します。

京都大学大学院在籍中から今日にいたるまで、研究を遂行するに当たり常に励ましていただきました京都大学助教授・古江嘉弘博士、鉾井修一博士、近畿大学助教授・池田哲朗博士、新田勝通・京都工芸繊維大学助教授に心から謝意を表します。

建築研究所での研究の機会を与えて下さると共に煙の伝播の実測に御援助いただきました東京理科大学教授・若松孝旺博士、建築研究所勤務中における煙の水平伝播に関する研究の遂行について常に御援助いただくと共に米国NISTへの留学中に煙伝播に関するハイブリッドモデルの研究の機会を与えていただきました建築研究所研究調整官・三村由夫博士、防煙研究室長・田中孝義博士、防火研究室長・長谷見雄二博士、NISTの John H. Klote 博士、Walter W. Jones 博士、Howard R. Baum 博士に謝意を表します。

煙の流動に関する研究について常に御助言をいただいた名古屋大学助教授・辻本誠博士に謝意を表します。

実在建築物の通気特性の実測における厳しい環境の中で御助力いただいた原田和典・京都大学助手及び当時の京都大学学部生諸君、煙流動計算に御助力いただいた深井弘志君（当時京都大学学部生）に謝意を表します。

煙伝播の実測およびその整理に御助力いただいた山名俊男・建築研究所主任研究員、若松高志君（当時東京理科大学大学院生）及び当時の東京理科大学大学院生並びに学部生諸君に感謝致します。

京都大学環境研究室の方々、建築研究所の方々から数多くの御援助を頂きましたことを厚く御礼申し上げます。

最後に私事で恐縮ですが、今日にいたるまで物心両面で研究を影から支えて下さった両親に感謝致します。